

Wachstum und Charakterisierung von AlSb/InAs- und AlInSb/InSb-Quantentopfstrukturen mittels Molekularstrahlepitaxie

Dem Fachbereich Material- und Geowissenschaften
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

von Dipl.-Ing.

Jochen Sigmund

geboren am 06. August 1972
in Mainz

Referent:	Prof. Dr.-Ing. H. Fueß
Korreferent:	Prof. em. Dr. Eng. Dr. h.c. mult. H.L. Hartnagel
Tag der Einreichung:	10. November 2003
Tag der mündlichen Prüfung:	16. Dezember 2003

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Darmstadt, in Zusammenarbeit mit dem Fachgebiet Strukturforschung des Fachbereiches Material- und Geowissenschaften der Technischen Universität Darmstadt.

Für die finanzielle Unterstützung der Arbeit danke ich der Europäischen Kommission, der Deutschen Forschungsgemeinschaft, sowie der deutsch-israelischen Stiftung für wissenschaftliche Forschung und Entwicklung.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. em. Dr. Eng. Dr. h.c. mult. H.L. Hartnagel, der mir die Möglichkeit zur Mitarbeit in nationalen und internationalen Projekten ermöglichte, bei denen ich wertvolle wissenschaftliche und persönliche Erfahrungen sammeln durfte. Insbesondere für sein Vertrauen und die stets „offene Tür“ möchte ich mich herzlich bedanken. Die Verantwortung für die Betreuung der MBE-Anlage, sowie diverser Projekte, hier ist vor allen Dingen das EU-Projekt DEW (IST-1999-29012) zu nennen, haben mich in den letzten viereinhalb Jahren maßgeblich geprägt.

Desweiteren möchte ich mich für die Unterstützung von Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Fueß bedanken, der mir vollen Zugang zu seiner apparativen Ausstattung gewährte und das Referat dieser Arbeit übernommen hat.

Während meiner Zeit am Institut für Hochfrequenztechnik habe ich das ausgezeichnete Klima und die gute Zusammenarbeit stets geschätzt, wofür ich mich an dieser Stelle bei allen Mitarbeitern bedanke. Speziell erwähnen möchte ich Dr. M. Saglam, der mit mir die Zellen der MBE-Anlage hat glühen lassen, Dipl.-Ing. C. Sydlo, Dr. M. Feiginov und Dr. R. Mendis, mit denen so manche „THz-Schlacht“ geschlagen wurde, sowie Dr. M. Brandt und Dipl.-Ing. O. Yilmazoglu, die ich als Bürogenossen kennen lernen durfte.

Zu besonderem Dank bin ich den Technikern P. Kiesslich und A. Semrad verpflichtet, ohne die die Instandhaltung der MBE-Anlage nicht möglich gewesen wäre. Desweiteren bedanke ich mich bei Dr. V. Zverev vom Département de Recherche sur l'Etat condensé in Saclay (Frankreich) für die Tieftemperaturmessungen, Prof. Santos von der University of Oklaoma (USA) und seiner Gruppe für ihre Gastfreundschaft und die Einführung in das Wachstum von AlInSb/InSb-Strukturen, Prof. Tiginyanu, Vizerektor der TU Moldawien und Mitglied der Academy of Science in Moldawien für das Bereitstellen der porösen GaP-Proben, sowie Dr. G. Miehe (Strukturforschung, TUD) für die Unterstützung bei TEM-Angelegenheiten.

Für das Korrekturlesen der Arbeit bedanke ich mich bei meiner Freundin Vivian und Dr. A. Vogt. Des weiteren danke ich Vivian für ihr Verständnis, dass mancher Abend und manches Wochenende statt ihr, dieser Arbeit gewidmet wurde.

Ein besonderer Dank geht an dieser Stelle auch an meine Eltern, die mir diese Ausbildung ermöglichten.

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird das Wachstum mittels Molekularstrahlepitaxie von Quantentopfstrukturen aus den Halbleitersystemen $AlSb/InAs$ und $Al_xIn_{1-x}Sb/InSb$ untersucht. Strukturell charakterisiert wird das Wachstum mit in situ Reflection-High-Elektron-Energy-Diffraction (RHEED), sowie den ex situ Methoden der Transmissionselektronenmikroskopie, der Röntgendiffraktometrie und der Rasterelektronenmikroskopie. Die Ergebnisse der strukturellen Untersuchungen werden mit den elektrischen Transporteigenschaften verglichen. Mit Hall-Messungen wird die Ladungsträgermobilität und Konzentration zwischen 1,3 K und 298 K bestimmt. Die Quantisierung der Ladungsträger wird mit Shubnikov-de Haas Oszillationen und dem Quanten Hall-Effekt untersucht.

Ein besonderer Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Grenzflächenoptimierung von $AlSb/InAs$. Das Grenzflächenwachstum hat einen erheblichen Einfluss auf die Transporteigenschaften, was zu Tieftemperaturmobilitätsunterschieden von einer Größenordnung führen kann. Der gleichzeitige Wechsel von Kationen und Anionen stellt hier eine besondere Herausforderung dar, um eine abrupte, defektfreie Grenzfläche zu erhalten. Durch eine neue, erweiterte Migration-Enhanced-Epitaxy-Methode, bei der InSb-Bindungen erzeugt werden und anschließend eine zusätzliche Wachstumsunterbrechung unter einem Arsenfluss eingeführt wird, kann die Grenzflächenqualität verbessert werden. Es wird gezeigt, dass mit RHEED-Intensitätsmessungen während der neu eingeführten Wachstumsunterbrechung die Qualität der Grenzfläche in situ kontrolliert werden kann.

Des weiteren wird bei den $AlSb/InAs$ -Strukturen der Einfluss der Quantentopfbreite auf die Transporteigenschaften untersucht. Eine Breite von 15 nm ist optimal für hohe Elektronenbeweglichkeiten.

Die besten Ergebnisse zur Überwindung der 7,8 % Gitterfehlanpassung zum $GaAs$ -Substrat werden mit einer Pufferschicht von 60 nm $AlAs$, 70 nm $AlSb$ und 1800 nm $GaSb$ erzielt. Ferner wird als Alternative zur Pufferschicht bei der gitterfehlangepassten Heteroepitaxie das epitaktische Überwachsen eines vorstrukturierten Substrates demonstriert. Dies ist ein erster Schritt in Richtung einer neuen Klasse von Substraten.

Für $InSb$ -Quantentopfstrukturen wird die Präsenz von quantisierten Ladungsträgern demonstriert. Das Fehlen eines gitterangepassten III-V-Halbleiters als Barriere zu InSb und die große Gitterfehlanpassung von 14,6 % zum Substrat sind die limitierenden Faktoren für die Qualität des Quantentopfes. Trotz einer geringeren effektiven Elektronenmasse von InSb, ist die Ladungsträgermobilität bei tiefen Temperaturen niedriger, als bei $InAs$ -Quantentopfstrukturen.

Im letzten Kapitel der Arbeit wird ein Beitrag zur Forschung an ohmschen Kontakten auf $n-GaSb$ präsentiert. Aufgrund der fortschreitenden Miniaturisierung der Bauelemente wurden hier kleine Kontakte mit einem Durchmesser bis in den Nanometerbereich charakterisiert. Erstmals wurde dabei von einer strukturbedingten Mindestgröße für die Kontaktfläche berichtet, um reproduzierbare Kontakteigenschaften zu gewährleisten.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die MBE-Anlage & Charakterisierungsmethoden	8
2.1	Besonderheiten der verwendeten MBE 32P von Riber	8
2.2	RHEED-Charakterisierung	10
2.2.1	Grundlagen und Terminologie	12
2.2.2	Wachstumsratenbestimmung mit RHEED	14
2.3	Weitere verwendete strukturelle Charakterisierungsverfahren	17
2.4	Hall-Messungen	19
3	Gitterfehlangepasste Heteroepitaxie	21
3.1	Motivation	21
3.2	Verfahren der gitterfehlangepassten Heteroepitaxie	22
3.3	Strukturierung von Substraten	26
3.4	Poröse Strukturen als Substrat	30
3.4.1	Whiskerwachstum auf porösen Strukturen	35
3.4.2	Schlussfolgerungen	37
3.5	Pufferschichtsysteme für einen InAs-Quantentopf auf einem GaAs-Substrat	38
3.5.1	GaAs/GaSb-Puffer	39
3.5.2	AlAs/AlSb/GaSb-Puffer	46
4	InAs-Quantentopfstrukturen	50
4.1	Barrieren für einen InAs-Quantentopf	50

4.2	Die AlSb/InAs-Grenzfläche	51
4.2.1	Die neue Zellenöffnungssequenz	52
4.2.2	Einfluss der Indium-Abscheidungszeit an der Grenzfläche	53
4.2.3	Einfluss der Arsen-Wachstumsunterbrechung auf die Transport- und Struktureigenschaften	55
4.2.3.1	Atomarer Ablauf während der AsWachstumsunterbrechung	67
4.2.4	Einfluss der Wachstumsunterbrechung ($t + t_{As}$) und der Puffer- schicht auf die Transporteigenschaften	69
4.2.5	Shubnikov-de Haas und Quantum Hall-Effekt in Abhängigkeit der Grenzflächenbedingungen	71
4.3	Einfluss der Quantentopfbreite auf die Elektronenmobilität	77
4.3.1	Intersubband-Streuung als Ursache für eine reduzierte Mobilität . .	78
4.3.2	Versetzungsbildung als Ursache einer reduzierten Mobilität	81
4.3.3	Schlussfolgerungen	83
4.4	Einflüsse auf die Ladungsträgerkonzentration in InAs-Quantentöpfen . . .	84
4.5	Zusammenfassung	90
5	InSb-Quantentopfstrukturen	94
5.1	Spezielle Eigenschaften von InSb-Heterostrukturen	94
5.2	MBE-Wachstum von InSb	96
5.3	Wachstum von InSb-Quantentöpfen	101
5.4	Ausblick	106
6	Ohmscher Pd/Ge/Au-Kontakt auf n-GaSb	108
6.1	Motivation	108
6.2	Das Darmstädter Kontaktsystem für n-GaSb	110
6.3	Charakterisierung von kleinen Kontakten	111
7	Zusammenfassung und Ausblick	115
A	Verwendete Formelzeichen und Abkürzungen	120
B	TEM-Probenpräparation	123

C Probenpräparation für die Hallmessungen	126
D GaAs-Wachstum bei niedrigen Temperaturen	127
E Qualität, Substrathalter & Wachstumsprotokoll	130
F Einige Standardparameter der MBE-Anlage	134
G Bilder zur MBE-Anlage	135
H Eigene Veröffentlichungen	138
Literaturverzeichnis	141

Kapitel 1

Einleitung

Das Ziel dieser Arbeit ist das MBE¹-Wachstum und die Charakterisierung von Quantentopfstrukturen aus den III-V-Halbleitersystemen² AlSb/InAs und $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}$, für den Einsatz in elektrischen Bauelementen mit hohen Geschwindigkeiten und niedrigem Leistungsverbrauch.

Im Folgenden werden kurz die besonderen Eigenschaften der hier untersuchten Halbleiter beschrieben und ihre Relevanz für die Forschung an zukünftigen Technologien erläutert. In diesem Zusammenhang wird auch auf den momentanen Stand der Forschung eingegangen. Anschließend werden die wachstumstechnischen Herausforderungen und der Aufbau der Arbeit erläutert.

Neben AlSb und InAs hat auch GaSb eine Gitterkonstante von etwa 6,1 Å, weswegen diese drei Halbleiter auch das 6,1 Å-System genannt werden. Das Hauptanwendungsgebiet dieser Halbleiter ist die **Optoelektronik**. Aufgrund der kleinen Bandlücken von InAs und GaSb und der vielfältigen Variationsmöglichkeiten in der Bandstruktur durch Kombinationen der drei Halbleiter ergibt sich ein weites Spektrum an möglichen Energieübergängen. Von Bedeutung sind dabei Übergänge, die zu der klassischen Wellenlänge in der optischen Nachrichtentechnik von 1,55 μm führen [1]. Aber auch Laser mit Wellenlängen von 6 μm [2] bis 10 μm [3] wurden bereits mit diesem Materialsystem realisiert. Große Wellenlängen, die im THz-Bereich liegen, werden zur Zeit aufgrund ihres Potentials für eine ganze Reihe von Anwendungen intensiv erforscht. Als Alternative zur Erzeugung von Strahlung im THz-Bereich wird neben den Laserstrukturen noch der Einsatz von LT-GaAs³ erforscht. Zu den THz-Anwendungsgebieten zählt die Spektroskopie [4, 5], die

¹MBE = Molecular Beam Epitay

²III-V-Halbleiter = Halbleiterverbindung aus mindestens einem Gruppe III und einem Gruppe V Element des Periodensystems

³LT-GaAs = low temperature grown GaAs (siehe auch Anhang)

Radioastronomie [6], die medizinische Diagnostik [7, 8, 9] und die Bildgebung [9, 10, 11] z.B. bei Sicherheitsanlagen an Flughäfen oder zur Überprüfung gefälschter Geldscheine. Bei den Laserstrukturen des 6,1 Å-Systems wird oft von der besonderen GaSb/InAs-Bandstruktur Gebrauch gemacht, die vom Typ II mit einem broken band gap⁴ ist. Die Leitungsbandstruktur einer solchen AlSb/InAs/GaSb/InAs/AlSb-Schichtfolge hat die Form eines „W“, weswegen sie auch W-Struktur genannt wird. Die Wellenlänge der emittierten Photonen wird durch die Energiedifferenz eines quantisierten Leitungsbandes im InAs, das im Bereich der Bandlücke von GaSb liegt, zu einem Valenzband im GaSb, das wiederum in der Bandlücke des InAs liegt, bestimmt. Diese außergewöhnlichen Bandstrukturen machen das 6,1 Å-System für die Optoelektronik interessant.

In der **Mikrowellenelektronik** will man sich vor allem die hohe intrinsische Elektronenmobilität von InAs und den hohen Leitungsbandunterschied zwischen AlSb und InAs zu Nutze machen. Der Leitungsbandunterschied von 1,35 eV ist der größte aller nahezu gitterangepassten III-V-Heterostrukturen und die intrinsische Elektronenmobilität von InAs ist neben InSb die zweithöchste aller Halbleiter.

Erste Ergebnisse zur Realisierung von klassischen Bauelementen wie High-Electron-Mobility-Transistoren (HEMT) [12], resonante Tunneldioden (RTD) [13] und Hetero-Barrieren-Varaktoren (HBV) [14] wurden bereits veröffentlicht. Für all diese Bauelemente besteht jedoch noch Optimierungsbedarf. Dabei beschränken hauptsächlich Leckströme die Leistungsfähigkeit der Bauelemente, wobei die Art der Leckströme von Bauelement zu Bauelement unterschiedlich ist. Während für Transistoren vor allem Leckströme des Gatekontaktes ein Problem darstellen [12], sind die Leckströme über die Barrieren das Hauptproblem für Bauelemente mit vertikalem Stromtransport, wie RTD oder HBV [14].

Das in jüngster Vergangenheit entstandene Gebiet der **Spintronic** hat das Interesse an InAs-Strukturen weiter verstärkt. Bei der Spintronic, die auch als Magnetoelektronik oder Spin-Electronic bezeichnet wird, werden magnetische Eigenschaften mit elektrischen Eigenschaften kombiniert [15]. Die Grundlage hierfür bilden Halbleiter mit einer ausreichenden Spinaufspaltung. Dies führt zu einer neuen Klasse von Bauelementen, bei denen der Elektronenspin den Ladungsträgertransport kontrolliert.

Mit Spintronic-Bauelementen ist es damit möglich Schaltungs- und Speichermöglichkeiten zu kombinieren. Mehrere herkömmliche Komponenten können so durch eine einzige ersetzt werden, was zu einem effizienteren Weg der Informationsspeicherung und des Transportes führt. Ein Hauptziel dieser Forschungsbemühungen ist die Entwicklung einer neuen Generation von Computern mit einer wesentlich höheren Rechenleistung bei niedrigerem Energieverbrauch.

K.H. Ploog und seine Mitarbeiter vom Paul-Drude-Institut in Berlin haben vor zwei Jahren erstmals bei Raumtemperatur eine erfolgreiche Injektion von polarisierten Elektronen

⁴Die Valenzbandoberkante von GaSb liegt über der Leitungsbandunterkante von InAs.

in GaAs gezeigt [16]. Bei diesen Untersuchungen wurde eine epitaktische Eisenschicht auf GaAs aufgewachsen. In einem Artikel von Zorpette in IEEE Spectrum wurden die Ergebnisse der Ploog-Gruppe als Meilenstein gewertet, die die Spintronic revolutioniere und ein Boom an Forschungsarbeiten auslösen werde [17]. Tatsächlich sind seitdem eine Reihe von Veröffentlichungen erschienen, samt einer Spezialausgabe des IEEE, herausgegeben im Mai diesen Jahres mit dem Titel: Spintronics Technology [18].

Zum Bau eines Spintransistors, als Basiselement zukünftiger Schaltungen, hat InAs jedoch größere Chancen als das von der Ploog-Gruppe verwendete GaAs. Nach der Idee von Datta und Das sollen ferroelektrische Source- und Drain-Kontakte des Transistors polarisierte Elektronen in den Halbleiter injizieren und später detektieren [19]. Dazu ist ein niedriger Kontaktwiderstand nötig. Da jedes Metall auf GaAs ohne ein Tempern zu einem gleichrichtenden Kontakt führt, ist GaAs als Kandidat nicht geeignet. Besser geeignet ist InAs, das aufgrund seines Fermi-niveaupinnings im Leitungsband mit jedem Metall einen ohmschen Kontakt bildet [20]. Außerdem ist aufgrund des höheren Rashba-Koeffizienten die Spinaufspaltung größer, was die Modulation verbessert.

Epitaktisches Wachstum von Eisen auf InAs wurde bereits von mehreren Gruppen demonstriert [20, 21, 22, 23]. Kürzlich wurde für dieses System auch eine Injektion von polarisierten Elektronen gezeigt [23], so dass InAs-Strukturen mit einem 2DEG⁵ das aussichtsreichste Materialsystem für einen Spintransistor darstellen.

Bei einem weiteren und letzten Beispiel eines Forschungsgebietes, bei dem das 6,1 Å-System anderen Halbleitersystemen überlegen ist, werden **neuartige, diskrete Bauelemente** für den potentiellen Einsatz in Analog-Digital-Wandlern untersucht. Diese Bauelemente basieren auf einer quantisierten Leitfähigkeit bei ballistischem Transport. Ballistischer Transport bedeutet, dass die Ladungsträger keinerlei Stöße erfahren. Die Länge eines solchen Bauelementes muss also kleiner sein als die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen. Diese Länge ist proportional zur Elektronenmobilität [24]. Die höchsten Mobilitäten in Halbleitern treten bei Strukturen mit einem 2DEG auf, bei denen die Elektronenbewegung senkrecht zum 2DEG quantisiert ist und sich die Donatoren⁶ außerhalb des leitenden Kanals befinden. Dadurch wird das Streupotential erniedrigt und die Mobilität erhöht [25].

Bei Quantentopfstrukturen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden, befindet sich ein Halbleiter mit einer kleinen Bandlücke zwischen einem mit einer großen Bandlücke. Der Halbleiter mit der kleinen Bandlücke ist nur wenige Nanometer dick, so dass eine Quantisierung entsteht und die Elektronen ein 2DEG, senkrecht zur Wachstumsrichtung, ausbilden⁷.

⁵2DEG = zweidimensionales Elektronengas

⁶Donator = flache Störstelle, die Elektronen für das Leitungsband zur Verfügung stellt

⁷Ein Energie-Banddiagramm eines Quantentopfes ist auf Seite 89 zu sehen.

Eine quantisierte Leitfähigkeit von ballistischen Punktkontakten in einer 2DEG-Struktur wurde erstmals von Wees et al. 1987 beobachtet [26]. Der ballistische Transport wurde dabei durch einen split-Gatekontakt realisiert. Bei einem split-Gatekontakt liegen zwei Schottky-Kontakte sehr nahe beieinander. Wird jetzt eine Gatespannung angelegt, so bildet sich eine Raumladungszone unter den Kontakten. Dadurch wird die Halbleiterschicht von der Oberfläche aus an Ladungsträgern verarmt. Bei einer 2DEG-Struktur befinden sich die Ladungsträger in einer Ebene parallel zur Oberfläche. Durch die Verarmung findet dann eine Einschnürung des zweidimensionalen Elektronengases statt, so dass bei einer ausreichenden Gatespannung nur ein eindimensionaler Kanal für den Ladungsträgertransport übrig bleibt. In Abb. 1.1 (rechts) ist eine REM⁸-Aufnahme einer double-split-gate Struktur zu sehen, die von unseren Partnern in Cambridge (England) prozessiert wurde. Die Pfeile markieren die Bereiche des eindimensionalen Transports. Damit dieser Transport ballistisch ist, muss die Länge des Kanals kleiner als die freie Weglänge der Elektronen sein. Im Rahmen dieser Arbeit wurden freie Weglängen von bis zu $6,1 \mu\text{m}$ bei $4,2 \text{ K}$ erreicht, was weit unter der hier gezeigten Kanallänge von 450 nm liegt. Die große Subbandseparierung bei AlSb/InAs-Strukturen hat den Vorteil, dass ein ballistischer Transport bei höheren Temperaturen zu erwarten ist, als bei AlGaAs/GaAs-Strukturen.

Die Ursache der großen Subbandseparierung liegt in der geringen effektiven Elektronenmasse von InAs und dem großen Leitungsbandunterschied zwischen InAs und AlSb. Damit ist dieses Materialsystem besonders gut geeignet, um Quantisierungseffekte bei hohen Temperaturen zu erzielen.

Bei einem ballistischen, eindimensionalen Transport ist die Leitfähigkeit als Funktion der Gatespannung quantisiert [27]. Durch eine Erhöhung der Gatespannung wird der Kanal enger, wodurch die Energien der einzelnen Subbänder die Fermienergie passieren. Jedes mal wenn ein Subband die Fermienergie kreuzt, ändert sich die Leitfähigkeit um $h/2e^2$, wobei h die Plancksche Konstante und e die Elementarladung ist. Haben alle Subbänder die Fermienergie überschritten, ist der Kanal abgeschnürt und die Leitfähigkeit ist gleich null. Dieser als pinch-off Spannung bezeichnete Wert kann mit dem lithographischen Abstand des split-Gatekontaktes variiert werden. Bei einer Verschiebung der pinch-off Spannung eines zweiten split-Gatekontaktes um die Hälfte des ersten Plateaus des ersten Kontaktes, ergeben sich zwei Leitfähigkeitskurven wie in Abb. 1.1 (links) zu sehen ist. Aus einer Subtraktion der beiden Kurven folgt eine Rechteckfunktion, bei der die Differenzleitfähigkeit nur zwei Werte hat: 0 und $h/2e^2$. Diese Werte können bei einem Analog-Digital-Wandler als Zustand 0 und 1 für die Codierung verwendet werden. Die Vorteile eines solchen potentiellen Wandlers liegen in einem einfachen Aufbau, einer schnellen Umsetzzeit bei hoher

⁸REM = Rasterelektronenmikroskop

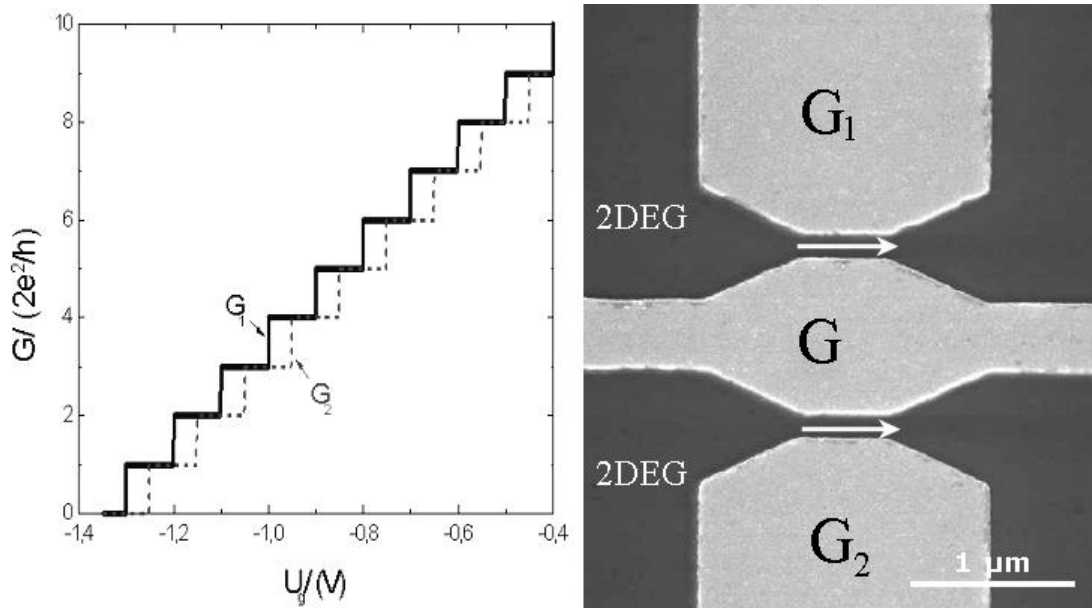


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Leitfähigkeit über der Gatespannung zweier split-Gatestrukturen mit unterschiedlicher Kanalweite (links). Rechts, REM-Bild einer double-split-Gatestruktur mit den Gatekontakten (G) und dem Halbleiter mit dem 2DEG.

Auflösung und einem niedrigen Energieverbrauch.

Um eine hohe Auflösung zu erzielen, müssen möglichst viele Stufen in der Leitfähigkeit zu sehen sein. Dies erfordert eine große Kanallänge für den ballistischen Transport, was eine hohe Mobilität und eine hohe Ladungsträgerkonzentration voraussetzt. Außerdem muss das 2DEG möglichst nahe an der Oberfläche liegen, damit klare Stufen beobachtet werden können [24, 28].

Zwischen dem 2DEG und der Oberfläche sitzen in der Regel die Dotierungselemente, die durch einen so genannten „spacer“ von dem 2DEG getrennt sind. Bei einer Reduzierung des Abstandes durch einen dünneren „spacer“ rücken die Dotierungselemente näher an das 2DEG, wodurch die Elektronenmobilität sinkt.

AlSb/InAs-Quantentopfstrukturen haben den Vorteil, dass sie keine zusätzlichen Dotierungselemente benötigen, da die Hauptelektronenquelle solcher Strukturen unter bestimmten Umständen das Fermi-niveau-pinning an der Oberfläche ist, was später erläutert wird. Das 2DEG kann so näher an die Oberfläche gebracht werden, ohne einen gleichzeitigen Mobilitätsverlust in Kauf nehmen zu müssen.

Neben einer hohen Ladungsträgerkonzentration ist eine hohe Elektronenmobilität notwendig, was eine hohe kristalline Qualität der Strukturen erforderlich macht. Bei allen oben genannten Anwendungsgebieten für AlSb/InAs-Quantentopfstrukturen, bei denen

die Materialeigenschaften einen Vorteil versprechen, müssen die Strukturen erst eine ausreichende Qualität aufweisen, damit sich diese Vorteile voll entfalten können. Hier kommen jetzt die wachstumsspezifischen Besonderheiten ins Spiel, die das Wachstum von *AlSb/InAs*-Strukturen zu einer Herausforderung machen.

Am Anfang steht dabei das Substrat. Da es für das 6,1 Å-System kein gitterangepasstes, semiisolierendes Substrat gibt, werden diese Strukturen auf einem 7,8 % gitterfehlangepassten GaAs-Substrat gewachsen. In Kapitel 3 werden verschiedene Methoden der gitterfehlangepassten Heteroepitaxie vorgestellt und auf ihre Eignung für eine hohe kristalline Qualität experimentell untersucht. Die strukturelle Untersuchung der Wafer erfolgt mit RHEED⁹, TEM¹⁰ und XRD¹¹. Zur elektrischen Charakterisierung werden Hall-Messungen durchgeführt.

Nach einer Optimierung der Pufferschicht für eine erfolgreiche Überwindung der Gitterfehladaptation, wird im nächsten Kapitel das Wachstum von *AlSb/InAs*-Quantentopfstrukturen behandelt. Von besonderem Interesse ist dabei die Grenzfläche, da hier ein Wechsel aller beteiligten Elemente erfolgt. Als Konsequenz ergeben sich zwei mögliche Grenzflächenbindungen: *AlAs*- und *InSb*-Bindungen, die die Transporteigenschaften beeinflussen können.

Durch den gleichzeitigen Wechsel von Kationen und Anionen an der Grenzfläche tritt zudem eine erhöhte Grenzflächenrauigkeit auf.

Bei Strukturen mit einer Quantisierung, die nur wenige Nanometer dick sind, hat die Grenzflächenrauigkeit eine zentraler Bedeutung für die Qualität des gesamten Wafers. In diesem Zusammenhang wird eine neue Zellenöffnungssequenz präsentiert, mit der das Grenzflächenwachstum optimiert werden kann. Eine *in situ* Charakterisierung des Grenzflächenwachstums erfolgt mit zeitaufgelösten RHEED-Intensitätsmessungen. Zusammen mit *ex situ* TEM-Untersuchungen und elektrischen Transportmessungen wird ein Modell der atomar ablaufenden Prozesse während des Grenzflächenwachstums entworfen.

Desweiteren werden der Einfluss der Quantentopfbreite auf die Transporteigenschaften und die Ursachen der Ladungsträgerkonzentration im Quantentopf untersucht.

Im anschließenden Kapitel wird das Wachstum von $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}$ -Quantentopfstrukturen und deren Charakterisierung beschrieben. *InSb* hat die geringste effektive Masse von allen III-V-Halbleitern und überbietet damit noch *InAs*. In diesem Kapitel wird neben der Optimierung der Wachstumsparameter die Präsenz eines 2DEGs in $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{Sb}/\text{InSb}$ gezeigt. Darüberhinaus werden die Nachteile dieses Systems identifiziert und dargelegt, weswegen *AlSb/InAs*-Strukturen für elektrische Bauelemente zu bevorzugen sind.

Abgerundet wird diese Arbeit mit Untersuchungen an ohmschen Kontakten auf *n-GaSb*.

⁹RHEED = Reflection-High-Electron-Diffraction

¹⁰TEM = Transmissionselektronenmikroskop

¹¹XRD = X-ray diffraction

Im Vergleich zu GaAs gibt es für den 6,1 Å Halbleiter GaSb mit einer negativen Dotierung immer noch kein Standardkontaktsystem, weswegen in Darmstadt schon seit mehreren Jahren an einem solchen System geforscht wird. Hinzu kommt eine stetige Miniaturisierung der Bauelemente, so dass in einzelnen Fällen Kontaktflächen von unter $1\ \mu\text{m}^2$ erwünscht sind. Aufgrund dieser Anforderungen wird hier erstmals von einer systematischen Untersuchung bei einer Reduzierung der Kontaktfläche auf unter $1\ \mu\text{m}^2$ berichtet.

Kapitel 2

Die verwendete MBE-Anlage und benutzte Charakterisierungsmethoden

In diesem Kapitel werden kurz die Besonderheiten der hier verwendeten MBE-Anlage beschrieben. Außerdem werden die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Charakterisierungsverfahren erläutert und es wird insbesondere auf die Kalibrierung der Wachstumsraten eingegangen. Wie in Kapitel 4 gezeigt werden wird, kann eine Variation von wenigen Nanometern in der Quantentopfbreite oder als Extremfall eine Abscheidungsdivergenz von nur einer Drittelmonolage an der Grenzfläche einen erheblichen Einfluss auf die elektrischen Transporteigenschaften haben. Die genaue Kenntnis der Wachstumsrate ist somit die Grundvoraussetzung für ein erfolgreiches MBE-Wachstum.

2.1 Besonderheiten der verwendeten MBE 32P von Riber

Riber, mit Stammsitz in Frankreich, ist neben VG Semicon, Intevac (früher Varian) und Veeco (früher Epi) einer der größten MBE-Hersteller [29]. Seit 1995 liegt der Schwerpunkt von Riber jedoch nicht mehr in der Herstellung von Anlagen für die Forschung und Entwicklung, sondern in Großanlagen für die Massenproduktion, bei der bis zu vier 8-inch Wafer gleichzeitig gewachsen werden können [30]. Auch die hier verwendete Anlage wurde früher kommerziell genutzt, als die maximale Kapazität noch bei einem 3-inch Wafer lag. Heute wird die MBE-Anlage vom Typ 32P ausschließlich für Forschungszwecke eingesetzt. Mit über 250 produzierten Anlagen ist sie die weltweit am häufigsten benutzte

MBE-Anlage, die sich durch ihre Flexibilität und Zuverlässigkeit auszeichnet.

Die hier verwendete Anlage besteht aus vier Kammern: Einführungs-, Ausheiz-, Transfer- und Wachstumskammer.

Zum Wechseln der Substrate wird lediglich die Einführungskammer mit Stickstoff belüftet. Alle übrigen Kammern bleiben unter UHV¹ und werden nur zu Reparaturzwecken belüftet. Zum Abpumpen der Einführungskammer wird ein Turbomolekularpumpenstand mit eingebauter ölfreier Membranvorpumpe benutzt. Damit wird ein Vorvakuum von 10^{-6} Torr erzeugt. Dieser Pumpenstand ersetzt die bis dahin verwendeten Adsorptionspumpen, mit denen nur ein Vorvakuum von 10^{-4} Torr erreicht wurde. Durch das bessere Vorvakuum wird die Lebensdauer der Ionengetterpumpeneinsätze erhöht, die die Kammer bis in den UHV-Bereich abpumpen. An der Einführungskammer ist noch ein separater Ausheizstand für Standardeffusionszellen² montiert. Über ein Transportsystem, das maximal sechs Wafer aufnehmen kann, gelangen die Substrate nach Verlassen der Einführungskammer in die Ausheizkammer. Eventuell vorhandenes Wasser und organische Verunreinigungen werden dort bei 200 °C für 30 min. entfernt. Anschließend gelangen die Substrate über die Transferkammer in die Wachstumskammer. Fünf Zellen stehen dort für das Wachstum zur Verfügung. Als Gruppe III Elemente: Gallium, Aluminium und Indium. Diese Metalle werden über standard Effusionszellen verdampft. Die Gruppe V Elemente Arsen und Antimon werden mit Hilfe von zwei Crackerzellen der Firma Veeco verdampft. Bei diesen modifizierten Effusionszellen werden die As_4 - und Sb_4 -Moleküle in einem vor der Zellenöffnung sitzenden heißeren Zellenteil zu $2As_2$ und $2Sb_2$ aufgespalten. Dies führt zu einem reduzierten Verbrauch und einer Reduzierung von tiefen Störstellen bei GaAs [31]. Die As-Zelle besitzt zusätzlich noch ein Ventil, um den As-Hintergrunddruck in der Wachstumskammer effektiver reduzieren zu können. Als Dotierungselemente stehen Silizium, Tellur und Beryllium zur Verfügung, die über standard Effusionszellen verdampft werden. Tellur wird für eine n-Dotierung und Beryllium für eine p-Dotierung benutzt. Silizium ist als Gruppe IV Element von amphoterer Natur und führt bei den Arseniden zu einer n-Dotierung, bei GaSb und AlSb hingegen zu einer p-Dotierung.

Eine Übersicht der Wachstumsparameter der einzelnen Zellen, wie Temperatur und benötigte Leistung, ist im Anhang aufgeführt.

Des weiteren verfügt die Wachstumskammer über eine 24-Stundenkühlung mit flüssigem Stickstoff. Die komplette Wand der Wachstumskammer wird dabei gekühlt. Eine kryogene Platte umschließt zudem alle heißen Zellenöffnungen und sorgt so für ein effektives Einfangen der restlichen Teilchen. Ein Hintergrunddruck im Bereich von 10^{-10} Torr wird in Kombination mit einer Titansublimationspumpe und einer Ionengetterpumpe erreicht. Im Folgenden werden jetzt zunächst die Prozesskontroll- und in situ Charakterisierungs-

¹UHV = Ultra-Hochvakuum

²Eine detaillierte Abhandlung über Effusionszellen kann in z.B. in Ref. [29] gefunden werden.

möglichkeiten beschrieben.

Gesteuert wird die MBE-Anlage über die Software „hmpc“, bei der bis zu 12 Shutter³ - und Temperaturprogramme simultan ablaufen können. Außerdem wird der Druck vor der Pumpenöffnung und am Manipulator⁴ angezeigt. Durch eine Rotation des Manipulators kann entweder das Substrat oder die Druckmessröhre in Richtung der Zellen geschwenkt werden. Nach dem Hochfahren der Zellen auf Wachstumstemperatur wird der Zellenfluss mit der Druckmessröhre gemessen. Dieser Fluss ist linear proportional zur Wachstumsrate und dient zur Kalibrierung der benötigten Zellentemperatur.

Die Substrattemperatur, oder besser die Temperatur des Substratheizers, wird über ein Thermoelement gemessen, das durch eine Öffnung in der Mitte des Heizers hinausragt, so dass es sich zwischen den Heizfilamenten und dem Substrat befindet. Für den Fall des Wachstums eines Halbleitermaterials, das identisch mit dem Substrat ist, ist die Thermoelementtemperatur annähernd proportional zur Temperatur des Wafers. Werden jedoch Halbleiter mit sehr unterschiedlicher Bandlücke aufeinander gewachsen, so weicht die Thermoelementtemperatur stark von der Waferoberflächentemperatur ab. Die Abweichung kann z.T. über 100 °C betragen, wie in Kapitel 3.5.1 berichtet werden wird. Die Thermoelementtemperatur ist in solchen Fällen für eine Prozesskontrolle nicht geeignet. Statt dessen wird die Oberflächentemperatur des Wafers mit einem Pyrometer gemessen. Das hier verwendete Pyrometer der Firma Iacon vom Typ Modline Plus der Serie V ist speziell für den Einsatz in MBE-Anlagen bei Verwendung eines GaAs-Substrates konzipiert [32]. Die Wellenlänge von 0,91-0,97 μm ist so gewählt, dass für Temperaturen oberhalb 400 °C das GaAs-Substrat völlig opak ist, d.h. keine Wärmestrahlung des Heizers mit gemessen wird, der hinter dem Substrat und so ebenfalls im optischen Strahlengang des Pyrometers sitzt.

Des weiteren ist ein Massenspektrometer an die Wachstumskammer angeschlossen, das zum Lecktesten und Aufspüren von Verunreinigungen des Quellenmaterials, der Shutter oder anderen Komponenten innerhalb der Wachstumskammer dient. Außerdem können Desorptionsprozesse beim Erhitzen des Wafers untersucht werden.

2.2 RHEED-Charakterisierung

Der Aufbau einer MBE-Anlage, inklusive der UHV-Bedingung, ermöglichen eine in situ Elektronenbeugungsmethode unter streifendem Strahleinfall, die Reflection-High-Electron-Energy-Diffraction (RHEED) genannt wird. Durch den streifenden Strahleinfall von typischerweise 1° bis 3° ist die Methode sehr oberflächensensitiv. Eine schematische Dar-

³shutter = Blende vor einer Zelle zum Abschirmen der Atom bzw. Molekularströme

⁴Manipulator = schwenkbarer Arm auf dem das Substrat und eine Druckmessröhre sitzen

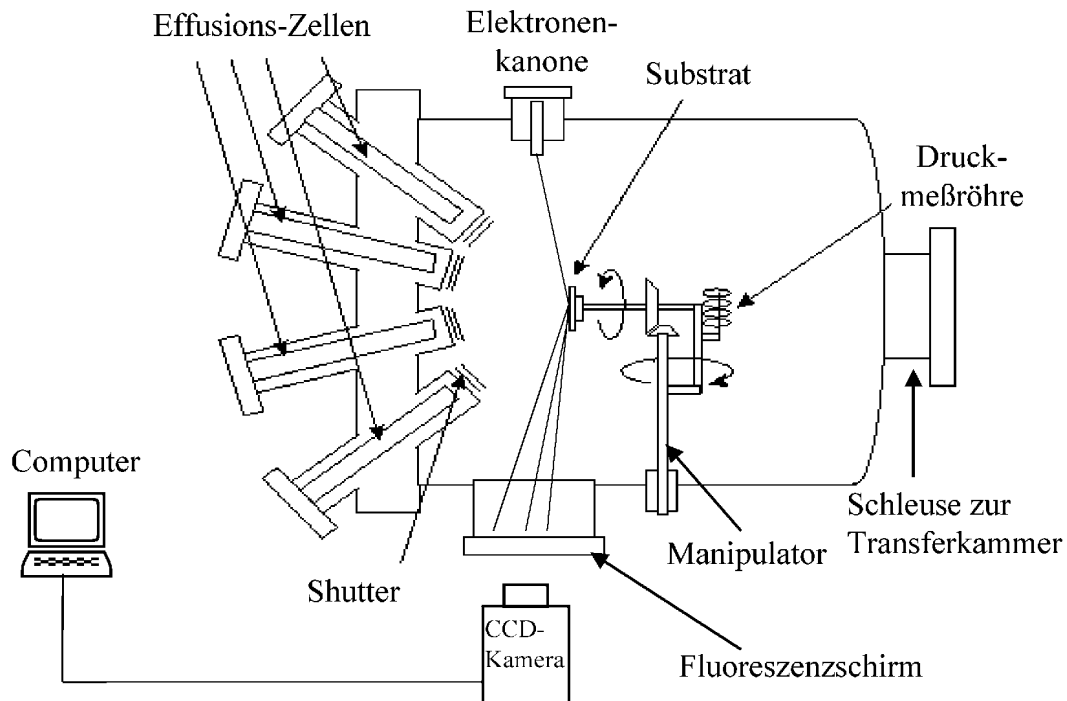


Abbildung 2.1: Schematische Draufsicht auf eine Wachstumskammer mit RHEED-Aufbau.

stellung der Wachstumskammer inklusive des RHEED-Aufbaus ist in Abb. 2.1 zu sehen. Ein Fluoreszenzschirm gegenüber der Elektronenkanone macht das Beugungsbild in Vorwärtsrichtung sichtbar. Die Zellen sind zentrisch gegenüber dem Substrat angeordnet, so dass eine Beugungsuntersuchung während des Wachstums möglich ist. Die RHEED-Charakterisierung verschafft der MBE damit einen einzigartigen Vorteil gegenüber allen anderen Epitaxieverfahren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine 15 keV Elektronenkanone der Firma Staib verwendet. Diese neue Elektronenkanone sitzt im Gegensatz zu der bisher verwendeten komplett außerhalb der Kammer, was eine Elementabscheidung auf den Linsen reduziert. Mit dem damit verbundenen längeren Strahlengang werden die Elektronen jedoch durch äußere Magnetfelder stärker abgelenkt, so dass eine besondere Abschirmung notwendig wurde. Des weiteren wurde eine CCD-Kamera in Verbindung mit der RHEED-Analysesoftware „kSA 400“ der Firma k-Space Associates angeschafft, um zeitaufgelöste Messungen durchführen zu können.

2.2.1 Grundlagen und Terminologie

Auf die strukturellen Untersuchungsmöglichkeiten wird im Laufe der Arbeit detailliert eingegangen. An dieser Stelle soll auf einige Grundlagen, sowie der Terminologie von Oberflächenstrukturen eingegangen werden, wie sie von E.A. Wood 1963 vorgeschlagen wurden [33].

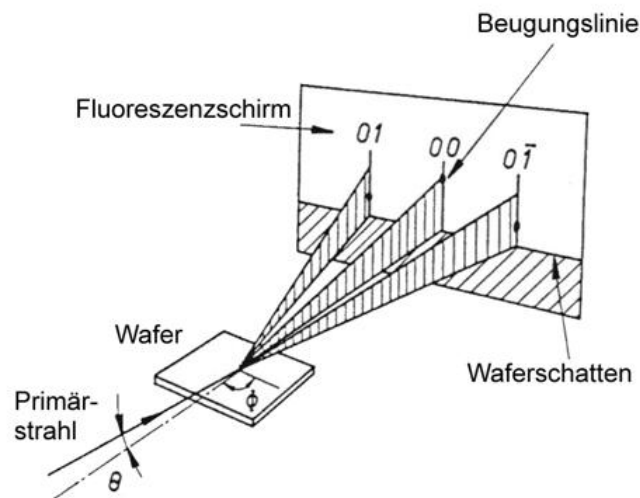


Abbildung 2.2: RHEED-Beugung an der Oberfläche nach Ref. [29]. Θ ist der Einfallswinkel und ϕ der Azimutwinkel.

Eine Elektronenenergie von 15 keV entspricht etwa einer Wellenlänge von 0,01 nm, was 61 mal kleiner ist als die Gitterkonstante des 6,1 Å-Systems. Für die Ewaldsche Konstruktion bedeutet dies, dass der Radius der Ausbreitungskugel im Vergleich zum reziproken Gitter sehr groß ist. Bei richtiger Orientierung kommen so alle reziproken Gitterpunkte einer Ebene zur Reflexion.

Bei einem RHEED-Beugungsbild kommt zusätzlich noch die oberflächensensitive Komponente hinzu. Der Elektronenstrahl dringt nur wenige Monolagen in den Halbleiter ein, so dass für gewöhnlich der periodische Teil des Kristalls senkrecht zur Oberfläche vernachlässigt werden kann. Eine Beugung an einem Oberflächengitter führt so zu eindimensionalen Linien, senkrecht zur Oberfläche, wie in Abb. 2.2 gezeigt ist, da eine ausreichende Information der Periodizität in z-Richtung nicht vorhanden ist.

In Analogie zu einem dreidimensionalen Fall kann für eine Oberfläche ebenfalls eine Elementarzelle definiert werden, wofür jedoch nur zwei linear unabhängige Vektoren benötigt werden. Eine Indizierung besteht deshalb nur aus zwei Zahlen.

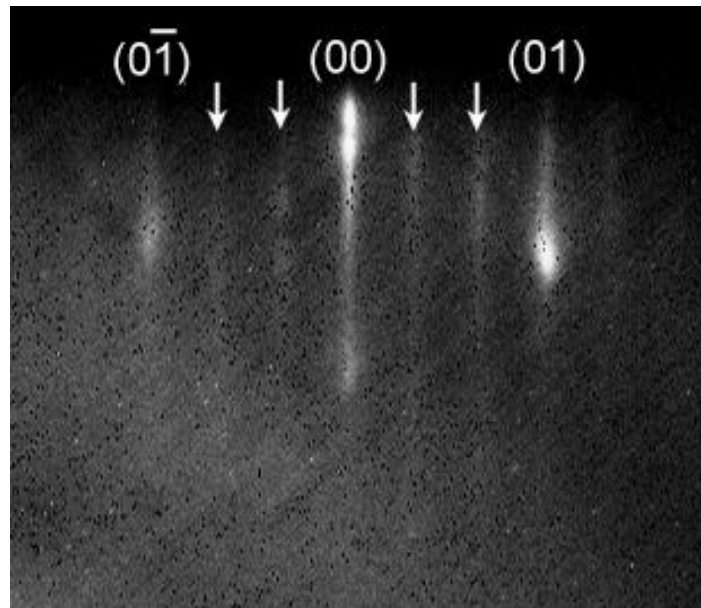


Abbildung 2.3: RHEED-Bild einer GaSb-Oberfläche in $[1\bar{1}0]$ -Richtung. (01) , (00) und $(0\bar{1})$ indizieren die Beugungslinien des Kristalls. Die Pfeile markieren die Beugungslinien eines Übergitters.

In Abb. 2.3 ist eine RHEED-Aufnahme der GaSb-Oberfläche in $[1\bar{1}0]$ -Richtung während des Wachstums zu sehen. Neben den Beugungslinien durch das Kristallgitter sind noch weitere Linien erkennbar, die mit Pfeilen markiert sind. Der Abstand dieser Beugungslinien beträgt $1/3$ von denen des Kristallgitters. Da das Beugungsmuster eine Abbildung im reziproken Raum ist, ist die dazugehörige Kante der realen Elementarzelle $3\times$ so groß wie die der GaSb-Elementarzelle. Zwei Dinge können daraus abgeleitet werden:

1. Eine Oberflächenstruktur hat nur eine Periodizität in zwei Richtungen, was aber nicht heißt, dass die Atome alle in einer Ebene liegen müssen.
2. Die Halbleiteroberfläche beinhaltet ein Übergitter, mit einer Elementarzelle, die größer oder gleich der des Kristalls ist.

Die Art des Übergitters ist keine reine Materialeigenschaft, sondern auch eine Funktion der Temperatur und der Flussrate der Gruppe III bzw. V Elemente. Dies macht das Übergitter zu einem wichtiger Parameter der Prozesskontrolle.

Für den hier gezeigten Fall von GaSb ist die zweite Kante der Elementarzelle des Übergitters, entlang der $[110]$ -Richtung, genauso groß wie die des GaSb-Kristallgitters. Man spricht deshalb von einer (3×1) -Rekonstruktion für GaSb.

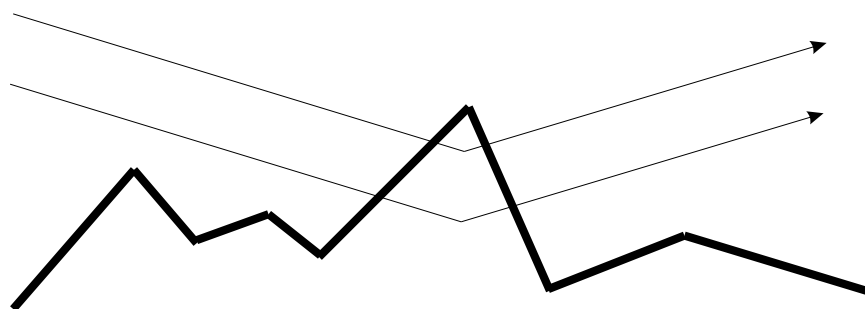


Abbildung 2.4: RHEED-Beugung im Fall einer rauen Oberfläche.

Bisher wurde von einer glatten Oberfläche ausgegangen, die nur einzelne Stufen beinhaltet. Wenn die Oberfläche jedoch in Folge einer Inselbildung rau wird, kann eine Transmission der Elektronen durch den Halbleiter erfolgen, wie in Abb. 2.4 dargestellt ist. Das Beugungsbild besteht dann aus Punkten, wie man es von der Transmissionselektronenmikroskopie her kennt.

2.2.2 Wachstumsratenbestimmung mit RHEED

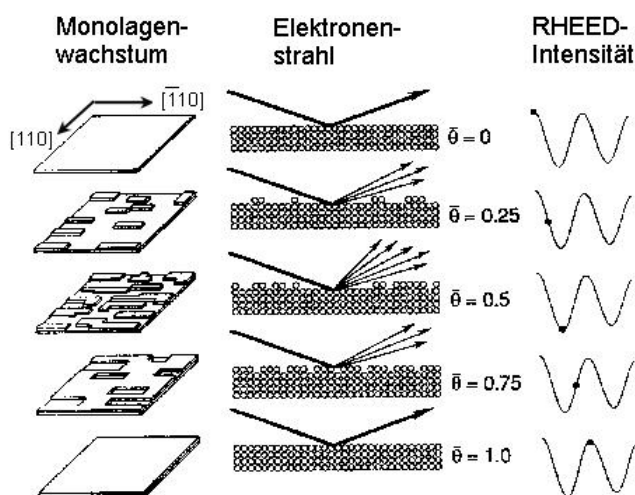


Abbildung 2.5: Erklärung der RHEED-Oszillationen für das Wachstum einer Monolage, mit dem Oberflächenzustand (links), der Seitenansicht inklusive dem Oberflächenbelegungsgrad (Mitte) und der zugehörigen Intensität als Punkt in der Oszillationskurve (rechts) [29].

Neben den strukturellen Informationen kann mit RHEED auch die Wachstumsdynamik

untersucht werden. Bei den im Rahmen dieser Arbeit gewachsenen Strukturen soll eine Quantisierung der Energieniveaus erzielt werden, wobei nur das unterste Leitungsbandniveau mit Elektronen besetzt sein soll. Um diese Bedingungen erfüllen zu können ist eine exakte Kenntnis der Wachstumsrate erforderlich. Dies kann durch die Messung von RHEED-Oszillationen geschehen.

In Abb. 2.5 ist das Zustandekommen dieser Oszillationen erklärt. Voraussetzung hierfür ist ein Lagen-für-Lagen Wachstum, das auch als Frank-van der Merwe Wachstum bezeichnet wird [34]. Ist eine Lage komplett, wird eine maximale Intensität gemessen. Ist gerade die Hälfte einer Monolage gewachsen, so ist die Rauigkeit und damit die Streuung am Größten und die gemessene Intensität minimal.

Die optimalen Bedingungen für ein Frank-van der Merwe Wachstum sollen nachfolgend am Beispiel von InAs erläutert werden. Die wichtigsten Wachstumsparameter sind die Wachstumstemperatur und der Beam-Equivalent-Pressure (BEP), der über eine Flussmessröhre ermittelt wird. Der BEP ist dabei das Flussratenverhältnis von Gruppe V zu Gruppe III Element, wobei die Flussrate als Anzahl von Teilchen, die pro Zeiteinheit die Waferoberfläche erreichen, definiert ist. Von einigen Gruppen wird dieses Verhältnis durch ein einfaches Ablesen an der Flussmessröhre gebildet [35, 36]. Ein solcher BEP ist jedoch von der verwendeten Anlage abhängig. Ein anlagenunabhängiger Wert kann definiert werden, indem der BEP auf das Flussratenverhältnis beim RHEED-Musterwechsel von einem Gruppe V stabilisiertem Wachstum zu einem Gruppe III stabilisiertem Wachstum normiert wird [37]. Die in dieser Arbeit angegebenen BEP-Werte sind stets normierte Werte. In Abb. 2.6 sind RHEED-Oszillationen des Hauptreflexes von InAs unter 5° off-Braggbedingung zur [110]-Richtung zu sehen. Bei einer konstanten Oberflächentemperatur von 446°C sind die Oszillationen für einen BEP von 1,5 besser ausgeprägt und haben eine größere Amplitude als für 5,3. Für einen konstanten BEP von 2,1 sind die Oszillationen bei 423°C besser als bei 480°C .

Bei einer hohen Temperatur ist die freie Diffusionslänge der Atome an der Oberfläche erhöht. Ist die Diffusionslänge im Extremfall so groß, dass alle Atome eine Oberflächstufe erreichen, so ändert sich die Rauigkeit während des Wachstums nicht und es sind auch keine Oszillationen zu beobachten.

Für einen hohen BEP ist die In-Diffusionslänge reduziert und es entstehen As-induzierte Defekte. Dies führt mit der Zeit zu einer Inselbildung, bei der kein Lagen-für-Lagen Wachstum stattfindet und dadurch auch keine Oszillationen sichtbar sind.

Für die Untersuchungen wurde die [110]-Richtung gewählt, da in dieser Richtung die Amplituden der Oszillationen höher als in $[1\bar{1}0]$ -Richtung sind, was darauf zurückgeführt werden kann, dass die Stufendichte in der letztgenannten Richtung höher ist und damit mehr Atome eine Stufe erreichen [29].

Die optimalen Bedingungen für ein Frank-van der Merwe Wachstum für InAs sind eine

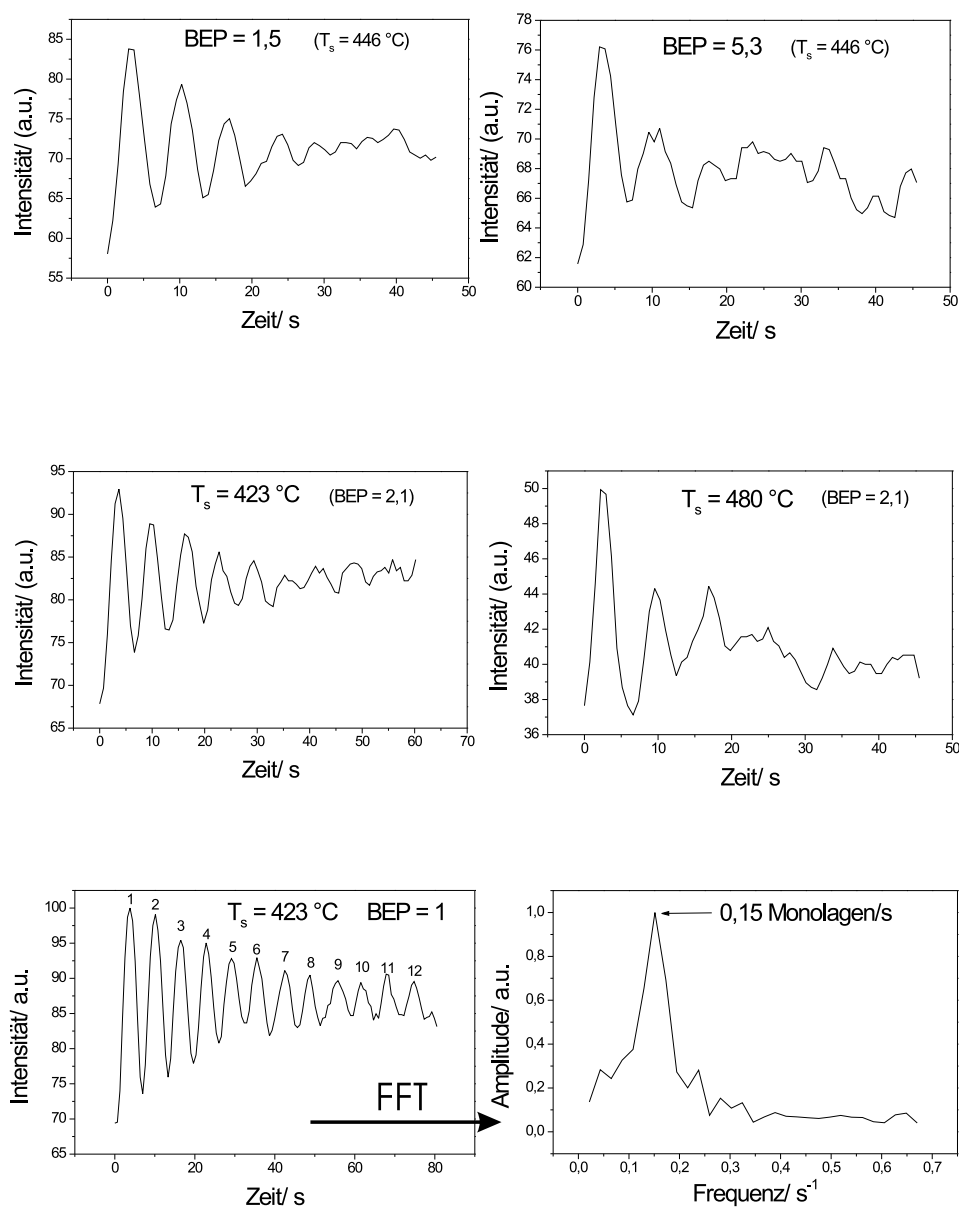


Abbildung 2.6: InAs-Oszillationen des Hauptreflexes unter 5° off-Braggbedingung zur $[110]$ -Richtung, bei unterschiedlichem BEP (oben) und unterschiedlicher Wafertemperatur (Mitte), sowie den optimalen Bedingungen (unten). Durch eine Fouriertransformation erhält man direkt die Wachstumsrate.

Oberflächentemperatur von 423 °C und einem BEP von 1. Hier sind 12 komplette Oszillationen zu sehen, was meines Wissens nach die bisher größte Anzahl an beobachteten Oszillationen für InAs ist. Die Dämpfung der Oszillationen bei fortschreitendem Wachstum ist ein generelles Phänomen, das auf eine zunehmende Rauigkeit von mehr als einer Monolage zurückzuführen ist. Erst durch eine Wachstumsunterbrechung kann die Oberfläche wieder geglättet werden, was eine Prämisse zum Beobachten von Oszillationen ist. Eine schnelle Fouriertransformation (FFT) der Oszillationen liefert direkt die Wachstumsrate in Monolagen pro Sekunde, wie in Abb. 2.6 gezeigt ist. Zu beachten ist, dass bei einer Zinkblende-Struktur, zu der alle hier untersuchten Halbleiter gehören, die Elementarzelle aus zwei Monolagen besteht. Eine Wachstumsrate von 0,15 Monolagen InAs pro Sekunde entspricht 164 nm pro Stunde.

2.3 Weitere verwendete strukturelle Charakterisierungsverfahren

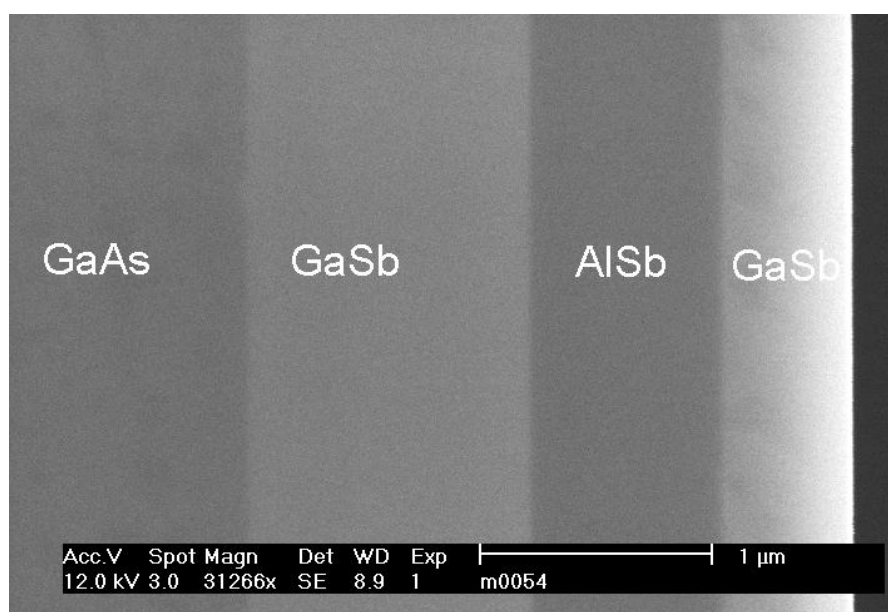


Abbildung 2.7: REM-Aufnahme eines gespaltenen GaSb/AlSb-Wafers zur Bestimmung der Schichtdicke.

Rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen wurden mit einem Philips XL 30 durchgeführt, um vorstrukturierte Substrate und Whisker zu charakterisieren, die im anschlie-

ßenden Kapitel behandelt werden. Daneben liefert diese Methode ergänzende Informationen zur Wachstumsrate.

Zur Dickenbestimmung einer Schicht wird der Materialkontrast der Halbleiter ausgenutzt, der umso größer ist, je größer der Unterschied der Ordnungszahl der Halbleiterschichten ist. AlSb (Ordnungszahl Al: 13, Sb: 51) ist bei dieser Methode nicht von GaAs (Ordnungszahl Ga: 31, As: 33) zu unterscheiden, wohl aber von GaSb.

In Abb. 2.7 ist eine Schichtfolge dieser drei Halbleiter an einer gespaltenen Probe zu sehen. Hierbei kann die Wachstumsrate anhand „dicker“ Schichten, die über mehrere Stunden gewachsen wurden, mit denen der RHEED-Oszillationsmessungen verglichen werden. Zudem kann die Homogenität der Wachstumsrate über den Wafer untersucht werden, in dem Proben aus unterschiedlichen Bereichen des Wafers genommen werden. Da RHEED-Oszillationsmessungen ohne eine Rotation des Wafers erfolgen müssen, kann diese Wachstumsrate erheblich von der gemittelten Wachstumsrate bei einer Rotation abweichen, wenn die Wachstumsposition außerhalb des Hauptflusses der Zellen liegt. Eine Rotation des Wafers während des Wachstums ist prinzipiell für eine bessere Homogenität zu empfehlen.

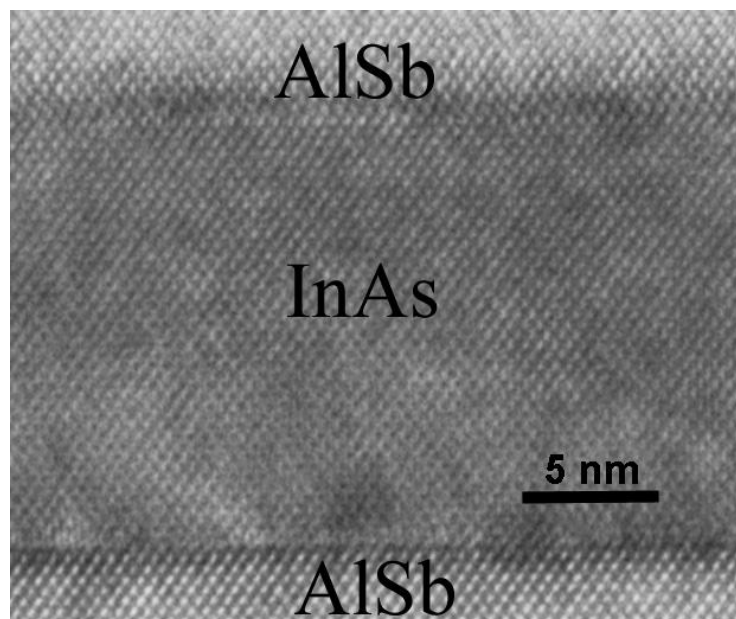


Abbildung 2.8: Hochauflösendes TEM-Bild der $(1\bar{1}0)$ -Ebene einer AlSb/InAs-Struktur. Durch ein Abzählen der Atomreihen kann die Dicke exakt bestimmt werden.

Mit Hilfe der REM-Untersuchungen wurde eine Wachstumsposition von 332° ermittelt, bei der die RHEED-Oszillationsmessungen die selbe Wachstumsrate ergeben, wie die ex situ REM-Messungen eines unter Rotation gewachsenen Wafers. Die Wachstumsratenun-

terschiede zwischen der Wafermitte und dem Waferrand liegen unter 10 % und damit in einer tolerierbaren Größenordnung.

Neben RHEED-Oszillationsmessungen liefern hochauflösende TEM-Bilder ebenfalls eine exakte Wachstumsrate. Bei einer atomaren Auflösung, wie in Abb. 2.8 an einer AlSb/InAs/AlSb-Struktur gezeigt ist, kann durch ein einfaches Abzählen der Atomreihen die Schichtdicke und damit die Wachstumsrate bestimmt werden. Aufgrund der zeitintensiven Probenpräparation ist diese Methode für eine Standarduntersuchung jedoch nicht geeignet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein TEM mit Hochauflösung vom Typ CM200UT der Firma Philips benutzt, um Kristalldefekte zu untersuchen. Die Präparationstechnik zur Herstellung von Querschnittsproben ist im Anhang beschrieben.

Desweiteren wurde die kristalline Qualität einzelner Schichten mit der Röntgendiffraktometrie untersucht.

2.4 Hall-Messungen

Mit Hilfe der strukturellen Untersuchungen können die kritischen Bereiche des epitaktischen Wachstums identifiziert und optimiert werden. Die eigentlichen Parameter der Schicht sind jedoch die elektrischen Transporteigenschaften, die im Allgemeinen um so besser sind, je höher die kristalline Qualität ist.

Wichtige Kenngrößen der Transporteigenschaften sind die Ladungsträgerkonzentration und Mobilität, die durch Hall-Messungen bestimmt werden können.

Das Prinzip der Hall-Messung basiert auf einer Ablenkung bewegter Ladungsträger in einem senkrecht zur Oberfläche wirkenden Magnetfeld, wie in Abb. 2.9 gezeigt ist. Dabei stellt sich ein Kräftegleichgewicht zwischen der durch das Magnetfeld ausgeübten Lorentzkraft ⁵ ($q(v \times B)$) und der elektrischen Kraft ⁶ (eE) ein. Wird also ein Strom durch die Kontakte 1 und 3 eingeprägt, so entsteht eine Spannung an den Kontakten 2 und 4 und der dazugehörige Widerstand wird mit $R_{13,24}$ bezeichnet. Der Schichthallkoeffizient R_H ist definiert als:

$$R_H = \frac{1}{B} \left[\frac{R_{13,42} + R_{42,31}}{2} \right] = \frac{1}{ne} \ln \left[\frac{cm^2}{C} \right], \quad (2.1)$$

mit der Schichtladungsträgerkonzentration n und den Widerständen $R_{13,42}$ sowie $R_{42,31}$, wobei die Messung des erst genannten Widerstandes in Abb. 2.9 dargestellt ist. Diese Widerstände werden auch mit R_{xy} bezeichnet, wohingegen Widerstände der Art $R_{12,34}$ und $R_{14,32}$ mit R_{xx} beschrieben werden.

⁵q = Elementarladung, v=Driftgeschwindigkeit, B = magnetische Flussdichte

⁶E = elektrisches Feld

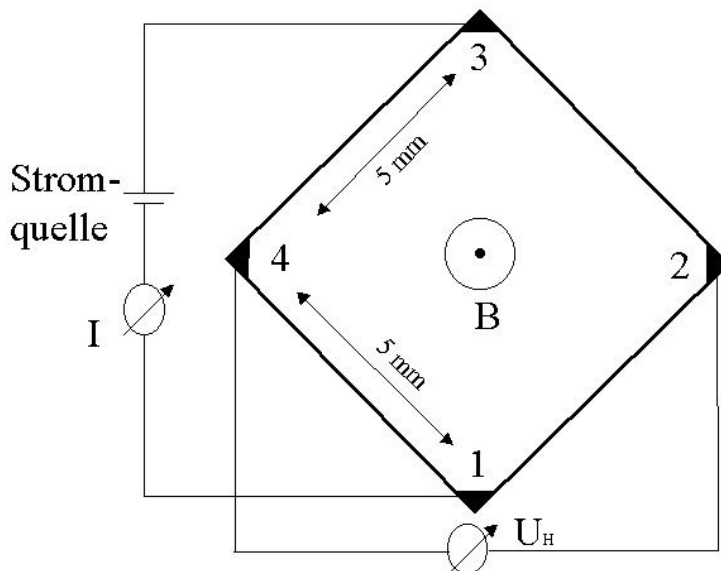


Abbildung 2.9: Van der Pauw-Probengeometrie mit ohmschen Kontakten an den Ecken zur Bestimmung der Transporteigenschaften.

Mit der Gleichung 2.1 wird die Schichtladungsträgerkonzentration bestimmt.

Die Ladungsträgermobilität μ ist gegeben durch:

$$\mu = \frac{R_H}{R_S} \ln \left[\frac{cm^2}{Vs} \right], \quad (2.2)$$

wobei R_S der Schichtwiderstand ist.

Hall-Messungen wurden nach einer Normvorlage [38] bei Raumtemperatur und 77 K durchgeführt. Unter Einhaltung der dort beschriebenen Parameter ist die Abweichung von den idealen van der Pauw Forderungen kleiner 9 %. Die Temperbedingungen zur Bildung von ohmschen Kontakten auf verschiedenen Halbleitermaterialien sind im Anhang beschrieben.

Weitere Tieftemperaturmessungen, bei bis zu 70 mK, erfolgten in Saclay, am Département de Recherche sur l'Etat condensé, Frankreich. Auf die Tieftemperaturmessungen bei hohen Magnetfeldern wird in Kapitel 4.2.5 eingegangen.

Kapitel 3

Gitterfehlangepasste Heteroepitaxie

3.1 Motivation

Seit der Erfindung der Molekularstrahlepitaxie (MBE) von Cho und Arthur in den späten 60er Jahren ist das Verlangen nach immer komplizierteren epitaktischen Schichten stets gestiegen. Dies führte von der anfänglichen Homoepitaxie, über die Heteroepitaxie zur gitterfehlangepassten Heteroepitaxie.

Bei der Homoepitaxie wird nur ein Halbleitermaterial verwendet, so dass die einzigen wesentlichen Designfreiheitsgrade die Dotierung und die Wachstumstemperatur sind. Ein Beispiel, wie sich die Materialeigenschaften bei niedriger Wachstumstemperatur ändern, ist im Anhang beschrieben.

Werden hingegen unterschiedliche Halbleiter mit gleichen Gitterkonstanten aufeinander gewachsen, spricht man von einer (gitterangepassten) Heteroepitaxie.

Die Notwendigkeit einer gitterfehlangepassten Heteroepitaxie entsteht durch ein immer umfangreicheres Spektrum an potentiell zu wachsenden Materialkompositionen und die daraus resultierende Möglichkeit, neuartige Bauelemente zu realisieren oder bereits vorhandene zu verbessern. Dies stellt die Substrathersteller vor die große Herausforderung, für die jeweiligen Gitterparameter ein geeignetes Substrat zur Verfügung zu stellen.

Neben der Gitterkonstanten und der Kristallstruktur sind die elektrischen und optischen Eigenschaften des Substrates von Bedeutung. Soll zum Beispiel eine monolithische Integration mehrerer Bauelemente realisiert werden, so ist ein elektrisch isolierendes Substrat nötig. Ist dagegen eine Rückseitenkontaktierung vorgesehen, muss das Substrat leitfähig sein. Für optische Anwendungen ist oftmals ein optisch transparentes Substrat erwünscht, d.h. die Bandlücke des Substrates muss größer sein, als die der aktiven Schicht. Aufgrund dieser Vielfältigkeit steht nicht immer ein geeignetes gitterangepasstes Substrat zur Verfügung. Für das im Rahmen dieser Arbeit schwerpunktmäßig untersuchte

AlSb/InAs-Halbleitersystem mit einer Gitterkonstanten von $6,1 \text{ \AA}$ gibt es z.B. trotz intensiver Bemühung seitens der Substrathersteller kein semiisolierendes, gitterangepasstes Substrat, so dass eine gitterfehlangepasste Heteroepitaxie notwendig ist.

3.2 Verfahren der gitterfehlangepassten Heteroepitaxie

Bei einem gitterfehlangepassten Wachstum wächst die fehlangepasste Schicht bis zu einer kritischen Dicke zunächst pseudomorph auf dem Substrat, d.h. die epitaktische Schicht ist elastisch gedehnt und die Gitterparameter entsprechen denen des Substrates. Bei Überschreiten einer kritischen Schichtdicke relaxiert die epitaktische Schicht durch Bildung von Versetzungen. Diese können die Eigenschaften des Bauelementes stark beeinträchtigen. Um trotzdem eine ausreichende Qualität des Bauelementes zu gewährleisten gibt es drei mögliche Verfahren, den Einfluss der durch die Gitterfehlanpassung entstandenen kristallographischen Defekte auf die aktiven Schichten zu minimieren:

- Das Einführen einer Pufferschicht, welche die entstehenden Defekte auf ein akzeptables Niveau reduziert,
- die Verwendung eines nachgiebigen Substrates, um die kritische Dicke zu erhöhen und
- das Waferbonden.

Beim Waferbonden werden die epitaktischen Schichten zunächst auf einem beliebigen gitterangepassten Substrat gewachsen. Die elektrischen und optischen Eigenschaften spielen dabei keine Rolle, da das Substrat nach dem Waferbonden wieder entfernt wird. Lediglich der thermische Ausdehnungskoeffizient sollte in der gleichen Größenordnung wie der der zu wachsenden Schichten sein, um Spannungen und damit den Einbau von Defekten beim Abkühlen von Wachstums- auf Raumtemperatur zu verhindern. Die Oberfläche des gewachsenen Wafers wird anschließend mit einem gitterfehlangepassten Substrat, das die geeigneten elektrischen und/oder optischen Eigenschaften besitzt, gebondet. Das Waferbonden ist ein Materialvereinigungsprozess, der unter hohem Druck und Temperatur stattfindet. Da die beiden Gitterstrukturen fehlangepasst sind, entstehen an der Grenzfläche ebenfalls Defekte, die die entstehenden Spannungen abbauen. Dies geschieht in erster Linie über Fehlanpassungsversetzungen. Im Unterschied zum direkten Wachstum auf einem gitterfehlangepassten Substrat entstehen beim Waferbonden allerdings nur Versetzungen, die in der Grenzfläche liegen und keine Durchdringungsversetzungen, die durch die aktiven Schichten laufen [39]. Auf Durchdringungsversetzungen und Fehlanpassungsversetzungen

wird in Kapitel 3.5.1 noch näher eingegangen. Problematisch beim direkten Waferbonden sind Oberflächenkontaminationen, Fehlorientierungen der beiden Wafer, sowie Diffusion der Elemente. Oberflächenkontaminationen können zwischen den Wafern eingeschlossen werden und zu ungebondeten Bereichen führen. Da beim Waferbonden Gase und flüssige Phasen entstehen können, werden auf der Oberfläche des zu bondenden Substrates Kanäle von einigen Mikrometern Breite und Tiefe geätzt, damit diese Produkte entweichen können. Das Waferbonden ist technologisch aufwendig und durch die benötigten zwei Substrate pro Wafer teuer. Des weiteren wird vorausgesetzt, dass es ein gitterangepasstes Substrat gibt. Steht kein gitterangepasstes Substrat zur Verfügung, kann mittels Waferbonding ein nachgiebiges Substrat erzeugt werden [40]. Ein nachgiebiges Substrat soll aus einem „flexiblen“ bzw. „weichen“ Gitter bestehen, das die Spannungen der zu überwachsenden Schicht aufnimmt, oder sie durch Fehlanpassungsversetzungen abbaut. Die Versetzungen sollen hierbei im Substrat entstehen und nicht in der epitaktischen Schicht. Zur Verwirklichung eines solchen nachgiebigen Substrates muss dieses sehr dünn (nur wenige nm) und freistehend sein.

Da ein nur wenige Nanometer dickes Substrat nicht handhabbar ist, sind mehrere Methoden entwickelt worden, um das eigentliche dünne Substrat auf einer dickeren Unterlage zu realisieren:

- fehlorientiertes Bonden einer dünnen Schicht auf einem Substrat gleichen Materials [40],
- Bonden einer dünnen epitaktischen Schicht auf einem Isolator (Silicon on Isolator) [41],
- laterales Überwachsen vorstrukturierter Substrate [42].

Das fehlorientierte Bonden einer dünnen Schicht auf einem Substrat gleichen Materials besteht aus einem vierstufigen Prozess, bei dem zunächst auf einem Substrat (hier GaAs) eine Ätzstopschicht, gefolgt von einer dünnen GaAs-Schicht gewachsen wird. Alle Schichten sind dabei gitterangepasst. Die dünne GaAs-Schicht wird später das eigentliche Substrat darstellen. In der zweiten Stufe wird der Wafer mit einer hohen Oberflächenfehlorientierung von bis zu 45° auf ein anderes GaAs Substrat gebondet. In den beiden folgenden Schritten wird dann zunächst das erste Substrat bis zur Ätzstopschicht entfernt und anschließend die Ätzstopschicht selbst. Übrig bleibt die dünne einkristalline GaAs-Schicht, die mit einer großen Fehlorientierung auf einem zweiten GaAs-Substrat sitzt [40]. Eine hohe Dichte an Schraubenversetzungen bildet sich entlang der fehlorientierten Grenzfläche, die für die nötige Nachgiebigkeit sorgt [43]. Gitterfehlangepasste Schichten zwischen 1% und 14% wurden mit dieser Methode bereits erfolgreich gewachsen, ohne

dass Durchdringungsversetzungen in der überwachsenen Schicht beobachtet wurden. Die kritische Dicke für Fehlanpassungsversetzungen lag dabei 30 mal höher als die theoretische Dicke nach der Matthews und Blakeslee Gleichung [44]. Hierbei ist anzumerken, dass die Matthews und Blakeslee Gleichung unter bestimmten Umständen zu zu niedrigen Werten für die kritische Dicke führt, worauf in Kapitel 4.3.2 ausführlich eingegangen wird. Die Herstellung solcher nachgiebiger, gebondeter Substrate ist technologisch sehr anspruchsvoll und kann insbesondere zu Löchern in der dünnen fehlorientierten Schicht führen. Beim epitaktischen Überwachsen entstehen dann Körner mit Orientierungen, die sowohl der Orientierung des Volumensubstrates als auch der der fehlorientierten, nachgiebigen Schicht entsprechen [45]. Ein weiterer Nachteil dieser Technologie besteht, wie beim direkten Waferbonden auch, in dem Verbrauch von zwei Substraten pro Wafer.

Bei der silicon-on-isolator-Technik (SOI) wird durch Waferbonden und Ätzen eine etwa 50 nm dünne einkristalline Si-Schicht auf eine etwa 80 nm dicke SiO_2 -Schicht gebracht, die sich wiederum auf einem Si-Substrat befindet. Hierbei dient die obere 50 nm dicke Si-Schicht als ein nachgiebiges Substrat für z.B. das Wachstum von GaN [41]. Die SOI-Technologie ist bereits technisch ausgereift und kommerziell erhältlich. Durch die niedrigen Substratkosten für Silizium ist der Kosteneffekt durch das Verwenden zweier Substrate gering.

Eine weitere Alternative, die neben einer Nachgiebigkeit des Substrates noch eine zusätzliche Verformung der epitaktischen Schicht in lateraler Richtung zulässt, ist die „Nanoheteroepitaxie“ [46]. Hierbei wird das Substrat zunächst im Nanometerbereich vorstrukturiert, so dass ein Netz von kleinen freistehenden Bereichen an der Oberfläche erzeugt wird. Die freistehenden Bereiche dienen dabei als Keimbildungsstellen für das epitaktische Überwachsen. Die Ausdehnung der entstehenden Keime bzw. Inseln liegt zunächst ebenfalls im Nanometerbereich, bevor sich eine geschlossene epitaktische Schicht bildet.

Die durch die Fehlanpassung auftretenden Spannungen (σ) befinden sich zu Beginn des Wachstums in der epitaktischen Schicht bzw. den Inseln. Steigt die Schicht- oder Inseldicke ($h_{Schicht}$), so wird mehr und mehr Spannung vom Substrat aufgenommen. Im statischen Gleichgewicht ist die äußere Gesamtspannung des Systems gleich Null:

$$0 = \sigma_{Schicht} h_{Schicht} + \sigma_{Substrat} h_{Substrat}, \quad (3.1)$$

mit $h_{Schicht}$ der epitaktischen Schichtdicke und $h_{Substrat}$ der nachgiebigen Substratdicke. Die gesamte Dehnung (ϵ_g) der Gitterfehlanpassung ist dabei

$$\epsilon_g = \epsilon_{Schicht} + \epsilon_{Substrat} = \frac{a_{Schicht} - a_{Substrat}}{a_{Substrat}}, \quad (3.2)$$

mit a der Gitterkonstanten.

Wobei $\epsilon_{Schicht}$ und $\epsilon_{Substrat}$ eine Funktion der epitaktischen Schichtdicke und der nachgie-

bigen Substratdicke sind:

$$\epsilon_{Substrat} = \epsilon_g \frac{h_{Schicht}}{h_{Schicht} + h_{Substrat}} \quad \epsilon_{Schicht} = \epsilon_g \frac{h_{Substrat}}{h_{Schicht} + h_{Substrat}}. \quad (3.3)$$

Diese Überlegungen gelten generell beim Wachstum auf einem nachgiebigen Substrat. Im Fall der Nanoheteroepitaxie hat eine geschlossene epitaktische Schicht nur an bestimmten Stellen Kontakt zum Substrat. Die gesamte zu kompensierende Spannung ist also im Vergleich zu den vorangegangenen Methoden geringer. Im Unterschied zu einer geschlossenen Schicht, bei der ein elastischer Spannungsabbau nur senkrecht zur Grenzfläche möglich ist, kann bei der Nanoheteroepitaxie ein Teil der Spannung auch elastisch in lateraler Richtung abgebaut werden, wie in Abb. 3.1 schematisch gezeigt ist. Spannungsabbau durch plastische Verformung, wie durch den Einbau von Versetzungen, wird hier nicht berücksichtigt, da gerade dies verhindert werden soll. Die entstehenden Spannungen in der epitaktischen Schicht sollen demnach bei der Nanoheteroepitaxie immer kleiner als die kritische Spannung zur Bildung von Fehlanpassungsversetzungen sein.

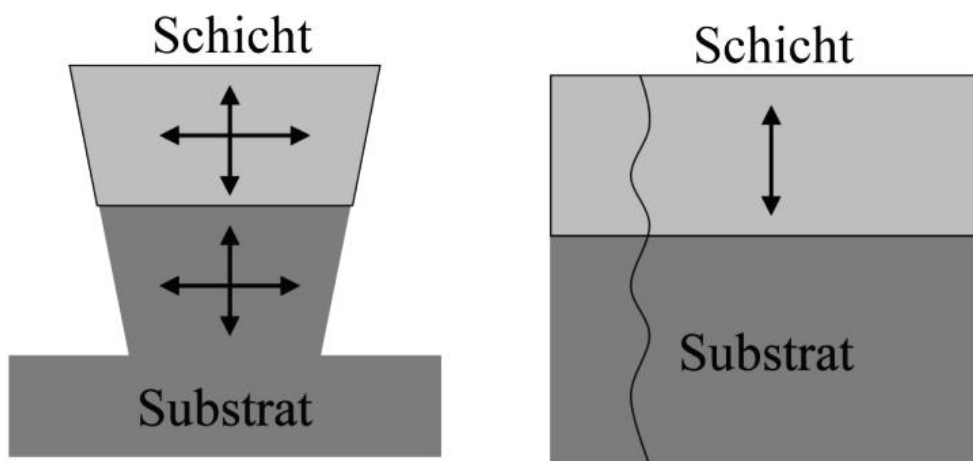


Abbildung 3.1: Elastische Spannungsabbaumechanismen einer gitterfehlangepassten Schicht. Links im Fall der Nanoheteroepitaxie und rechts unter Verwendung eines nicht nachgiebigen Substrates, nach Ref [46]. Die Pfeile markieren die elastische Verformung.

3.3 Strukturierung von Substraten

Die große technologische Herausforderung bei der Nanoheteroepitaxie ist die Realisierung einer homogenen Strukturierung des Substrates im Nanometerbereich über eine große Fläche. Eine konventionelle optische Lithographie ist durch die Lichtwellenlänge limitiert und deswegen nicht für eine Nanostrukturierung geeignet. Stattdessen erscheint eine Interferenzmethode mit zwei kohärenten Lasern sehr vielversprechend zu sein [47]. Der Abstand des periodischen Musters wird dabei über den Winkel zwischen den beiden Lasern eingestellt.

Weitere Verfahren für eine Auflösung im Nanometerbereich sind: Elektronenstrahlolithographie [47], Ionenstrahlolithographie [48] und AFM-Lithographie [49]. Diese drei Methoden haben jedoch den Nachteil, dass sie sehr zeitintensiv sind und sich daher zum Beschreiben großer Flächen nicht eignen.

Die Herstellung poröser Halbleiter ist eine weitere Möglichkeit der Strukturierung im Nanometerbereich. Die Porenstruktur ist dabei selbstorganisierend, so dass keine lithographische Strukturierung notwendig ist. Diese Verfahren haben den Vorteil sehr schnell und kostengünstig zu sein. Poröses Si und GaAs werden durch anodisches Ätzen von n-dotierten Substraten hergestellt [50, 51]. Der in Darmstadt verwendete Aufbau zum anodischen Ätzen ist in Abb. 3.2 dargestellt.

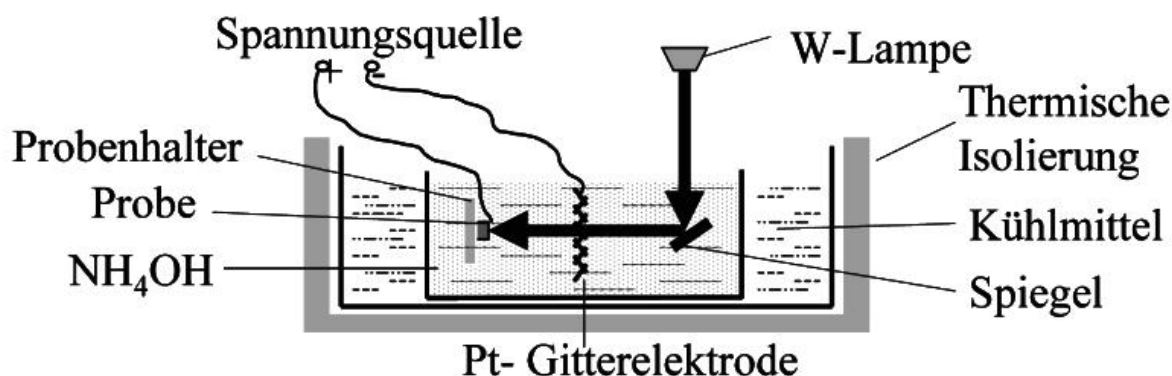


Abbildung 3.2: Aufbau zum anodischen Ätzen von GaAs unter Kühlung und Lichteinfall.

Die hier verwendete Methode greift auf eine Arbeit von Morishita et al. zurück, die zu einer geordneten hexagonalen GaAs-Struktur führt [52]. Als Ätzlösung dient 25% NH_4OH , geätzt wird bei 0 °C, 10 V unter einer Beleuchtungsstärke von 15 kLx. Nach einer Ätzzeit von 3 min entstand eine wabenförmige Struktur, wie in der Draufsicht des Rasterelektronenmikroskopiebildes (REM-Bild) in Abb. 3.3(oben) zu sehen ist. Die Größenordnung

der Strukturierung liegt im Nanometerbereich und genügt damit den Anforderungen der Nanoheteroepitaxie.

Eine Seitenansicht einer in $[110]$ -Richtung gespaltenen Probe zeigt, dass die Wände der Strukturen nicht senkrecht, sondern schräg sind, und die Strukturierung aus einzelnen Inseln unterschiedlicher Höhe besteht. Ein solches Substrat ist zum Wachsen einer hochqualitativen epitaktischen Schicht nicht geeignet. Außerdem konnten mit dem hier verwendeten Aufbau nur Proben im Millimeterbereich strukturiert werden, was als Substratfläche nicht ausreichend ist.

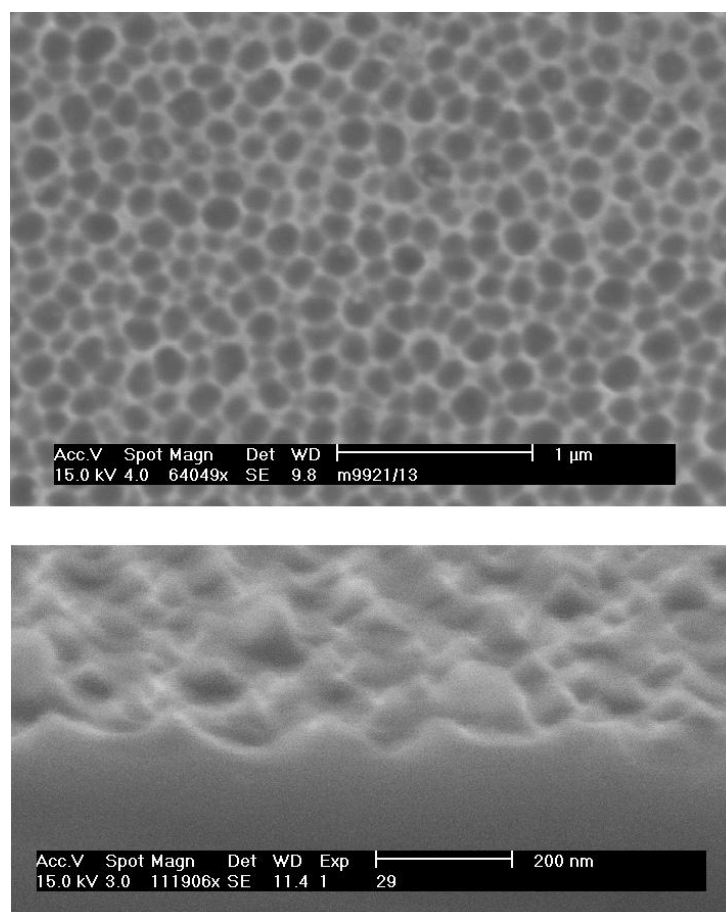


Abbildung 3.3: REM-Bilder von anodisch geätztem n -GaAs. Das obere Bild zeigt eine Draufsicht auf die Oberfläche. Im unteren Bild ist die Probe gekippt, so dass sowohl die Spaltfläche, als auch das Oberflächenprofil sichtbar ist.

Durch eine Ionenimplantation vor dem anodischen Ätzen kann die Porenmorphologie beeinflusst werden, so dass bei Materialien, bei denen sich durch ein rein anodisches Ätzen normalerweise eine anisotrope Oberflächenstruktur bildet, jetzt eine eher isotrope Struk-

tur entsteht [53].

Eine Ätzlösung greift bevorzugt an Fehlstellen an der Oberfläche an. Dies wird z.B. auch ausgenutzt, um Versetzungen sichtbar zu machen. Durch die Ionenimplantation können zusätzliche Defekte eingebracht werden, an denen das Ätzen bevorzugt stattfindet. Die Defektdichte kann dabei über die Ionendosis gesteuert werden. Desweiteren kann mit der Ionenenergie die Eindringtiefe und damit die resultierende Porentiefe beeinflusst werden. Die im Rahmen dieser Arbeit von Prof. Tiginyanu, von der Academy of Science of Moldova, zur Verfügung gestellten porösen n-GaP Proben wurden mit 5 MeV Kr^+ -Ionen implantiert. Die Implantationstiefe beträgt etwa $2\ \mu m$. Die Ionendosis wurde mit $3 \times 10^{10}\ cm^{-2}$ so gewählt, dass kein amorphes GaP entsteht. Anschließend wurde mit 0,5 M H_2SO_4 und einer Pt-Elektrode als Kathode elektrochemisch geätzt.

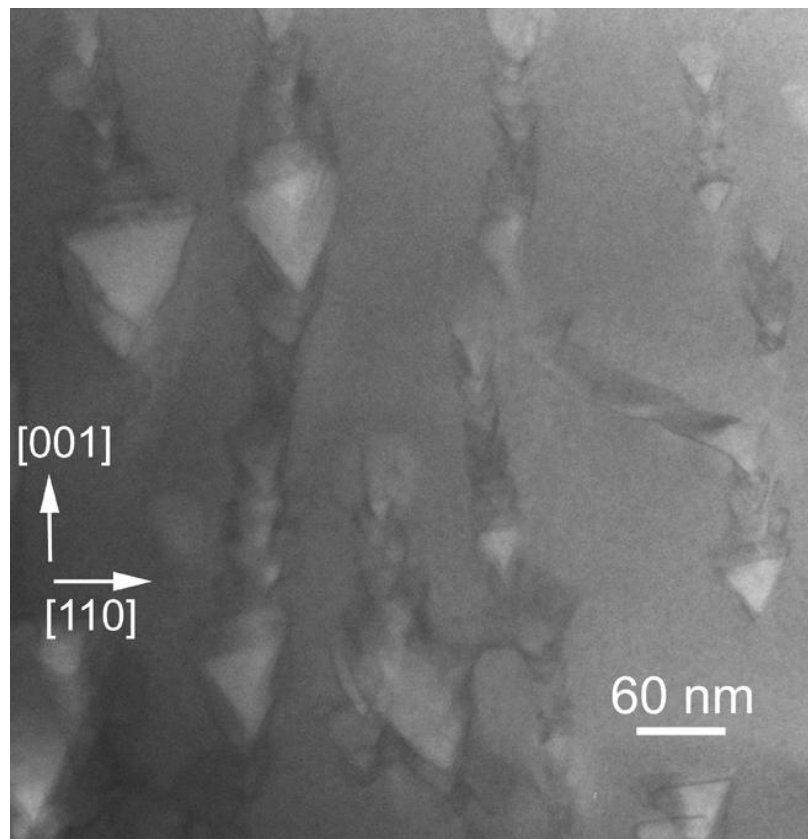


Abbildung 3.4: TEM-Aufnahme einer porösen GaP-Schicht. Die Poren sind entlang der Implantationsspuren entstanden.

In Abb. 3.4 ist eine TEM-Querschnittsaufnahme einer solchen porösen GaP-Schicht zu sehen. Es ist anzunehmen, dass sich die Porenkanäle entlang der Implantationsspuren ausgebildet haben, da dort eine erhöhte Defektdichte erzeugt wurde. Die Porenkanäle sind mit

trigonalen Strukturen durchsetzt, die Sekundärporen bilden, so dass ein dreidimensionales Porennetzwerk entsteht.

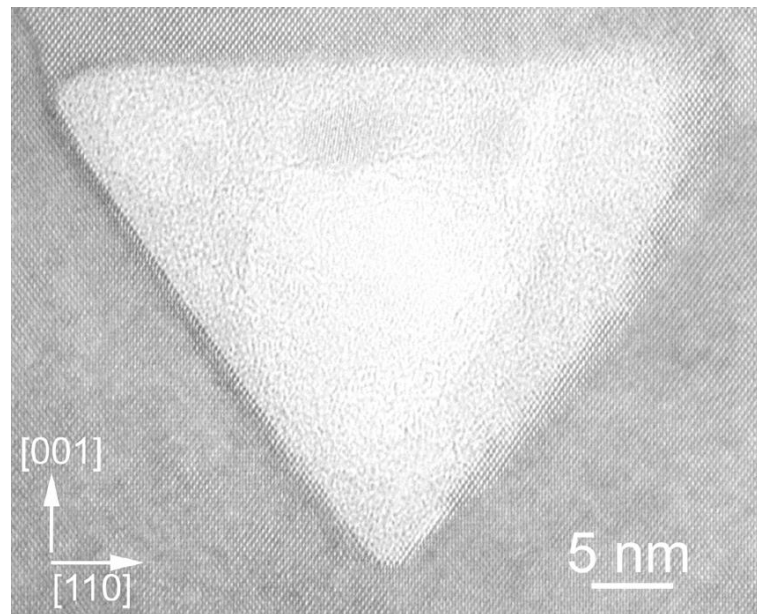


Abbildung 3.5: Hochauflösende TEM-Aufnahme einer dreiecksförmigen Pore in GaP.

Eine hochauflösende TEM-Aufnahme einer solchen trigonalen Pore ist in Abb. 3.5 gezeigt. Die Winkel dieser Pore betragen 55° , 55° und 70° . Die obere Kante ist parallel zur (001)-Oberfläche des Substrates. In einer $(1\bar{1}0)$ -Ebene kann ein solches Dreieck durch Kanten entlang $[110]$, $[112]$ und $[\bar{1}\bar{1}2]$ aufgespannt werden. Die Porenwände können demnach aus $\{111\}$ - und $\{001\}$ -Ebenen gebildet werden, was aus Schnittgeradenbetrachtungen zwischen $\{111\}$ - und $\{110\}$ -Ebenen auf der einen Seite, sowie $\{100\}$ - und $\{110\}$ -Ebenen auf der anderen Seite hervorgeht. Die $\{111\}$ - und $\{100\}$ -Ebenen wurden auch bei porösem GaAs als Porenwände beobachtet [54]. Es hat sich gezeigt, dass die (111)A- und (001)-Ebenen Ätzstopebenen sind, die eine niedrige chemische Löslichkeit besitzen. Die $\{111\}$ -Ebenen unterteilt man in (111)A- und (111)B-Ebenen. Der Zusatz A bedeutet, dass die Ebene aus Gruppe III-Elementen besteht. Diese Ebenen haben im Vergleich zu (111)B-Ebenen eine sehr langsame Ätzrate [55]. Begründet wird dies damit, dass für eine Zinkblendenstruktur ein Atom an einer (111)-Oberfläche noch drei Bindungen hat. Ein Element aus der 3. Hauptgruppe hat deshalb keine freien Elektronen, während ein Element aus der 5. Hauptgruppe zwei freie Elektronen hat und somit reaktiver ist. Die auftretenden Ebenen an der Porenwand können damit den (111)A-Ebenen zugeordnet werden. Desweiteren hängt die Ätzrate von der Anzahl der Oberflächenbindungen ab. Die Oberflächenbindungen sind wiederum spezifisch für eine bestimmte Ebene, woraus eine

Ebenenselektivität entsteht.

Neben der Porengeometrie erkennt man in Abb. 3.5, dass die Innenseite der Pore mit einer amorphen Schicht ausgekleidet ist, was auf nicht in Lösung gegangene Ätzrückstände zurückgeführt werden kann.

3.4 Poröse Strukturen als Substrat

Die porösen Strukturen, die zum Überwachsen verwendet wurden, sind nach der oben beschriebenen Methode mittels Ionenimplantation und anodischem Ätzen hergestellt worden. Die Unterschiede im Porendurchmesser wurden durch Ätzen unter UV-Licht, bzw. im Dunklen erreicht.

Beim elektrochemischen bzw. anodischen Ätzen bestimmen zwei Komponenten die Ätzrate in einer vorgegebenen Richtung:

- der Massentransport und der
- Ladungstransport.

Der Massentransport bezieht sich dabei auf die Diffusion in der Elektrolytlösung und der Ladungstransport auf die Beweglichkeit der Elektronen bzw. Löcher im zu ätzenden Halbleitermaterial. Der Ladungsträgertransport im Halbleiter bestimmt auch die minimale Dicke der Wände in der porösen Schicht. An der Grenzfläche zwischen dem Elektrolyt und dem Halbleiter entsteht eine Verarmungszone im Halbleiter. Diese Barriere müssen die Ladungsträger durch Tunneln oder thermische Energie überwinden. Wird beim elektrochemischen Ätzen der Halbleiter mit einer Energie größer als die Bandlücke bestrahlt, so entstehen zusätzliche Elektronen-Loch-Paare, die das Ätzen beschleunigen und die Poren vergrößern. Auf diese Art und Weise findet eine verstärkte Porenkoaleszenz statt. Unter UV-Bestrahlung wurden Porendurchmesser zwischen $1\ \mu\text{m}$ und $4\ \mu\text{m}$, bei Wanddicken zwischen 400 nm und 800 nm an der Oberfläche erreicht (Abb. 3.6). Diese Porenmorphologie wird im Folgenden als grobe Porosität bezeichnet. Beim Ätzen in Dunkelheit entstanden Poren von unter 200 nm Durchmesser. Die Wanddicken an der Oberfläche entsprechen in etwa dem Porendurchmesser (Abb. 3.9). Diese Porenmorphologie wird im Folgenden als feine Porosität bezeichnet.

Die porösen GaP-Schichten wurden mit 3,7 % gitterfehlangepasstem GaAs überwachsen. Bei der grob porösen Schicht wurde eine GaAs-Menge für eine Schichtdicke von $4\ \mu\text{m}$ abgeschieden und für die fein poröse Schicht eine Menge für $0,9\ \mu\text{m}$.

In Abb. 3.6 sind die Oberflächen der grob porösen GaP-Schicht und des überwachsenen

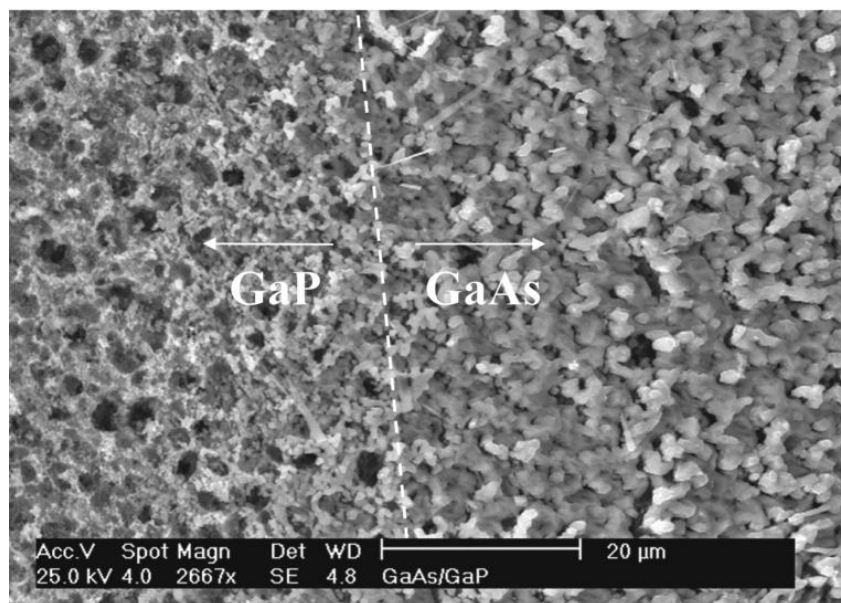


Abbildung 3.6: REM-Aufnahme von grob porösem GaP (links) und überwachsenem GaAs (rechts). Die gestrichelte Linie markiert die Grenze des während des GaAs-Wachstums geschützten GaP-Bereiches.

GaAs zu sehen. Während des MBE-Wachstums wurde ein Teil der Probe durch ein Molybdänblech abgeschirmt, so dass die Oberflächenmorphologie vor und nach dem Wachstum direkt vergleichbar ist. Das Verhältnis von Porenwandstärke zu Porendurchmesser ist mit 0,1 bis 0,8 sehr klein und weist eine große Streuung auf. Beim Überwachsen haben sich einzelne, separierte Inseln gebildet. Obwohl die Inseln mit einem Durchmesser von 1-4 μm die selbe Größenordnung wie die Poren haben, ist keine geschlossene GaAs-Schicht entstanden.

Eine Röntgendiffraktometriemessung der Probe zeigt, dass das GaAs polykristallin überwachsen ist (Abb. 3.7). Aber selbst das GaP hat einen polykristallinen Anteil. Bei TEM-Untersuchungen der grob porösen Schicht konnten Zwillings Ebenen identifiziert werden, die sich im oberen Bereich der porösen Schicht befinden, wo der Porendurchmesser am Größten ist (Abb. 3.8). Daraus kann geschlossen werden, dass sich der polykristalline Anteil im GaP im porösen Schichtbereich befindet.

Für die Probe mit einem Porendurchmesser von weniger als 200 nm ist nur der (200)-Reflex im Röntgendiffraktogramm zu erkennen, was auf eine einkristalline Schicht hindeutet. Dies gilt sowohl für das poröse GaP, wie auch für das überwachsene GaAs.

Wie in der Oberflächenansicht in Abb. 3.9 zu sehen ist, bilden sich zunächst einzelne GaAs-Inseln, die im Unterschied zu dem grob porösen Fall in der Lage sind, die Poren lateral zu

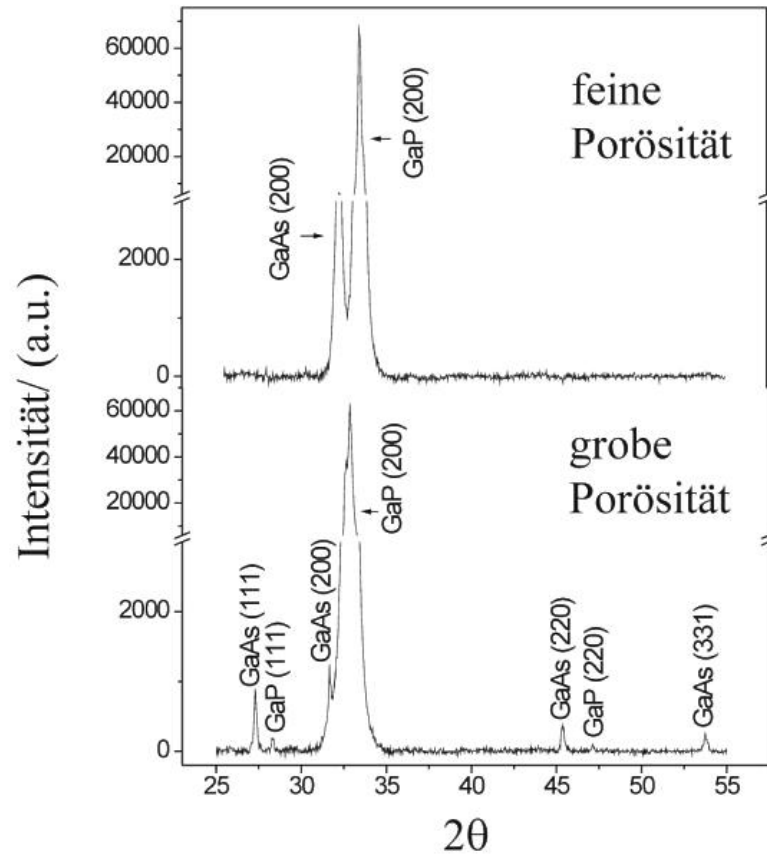


Abbildung 3.7: Röntgendiffraktometriemessung der überwachsenen porösen GaP-Schichten.

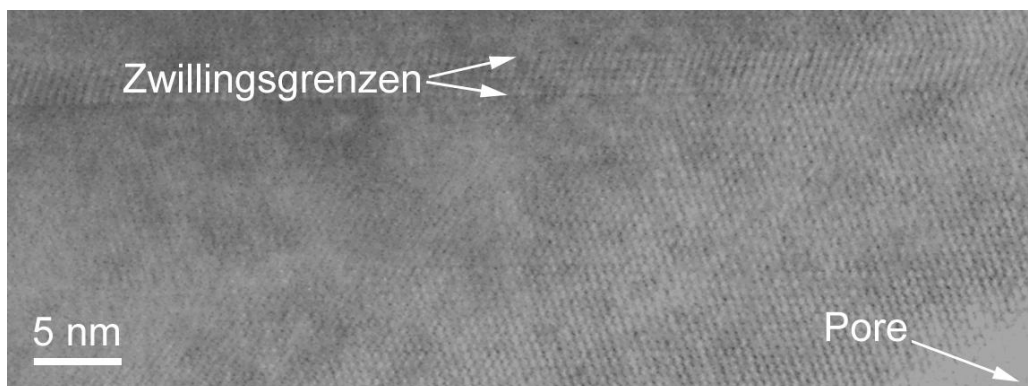


Abbildung 3.8: TEM-Seitenansicht der grob porösen GaP-Schicht mit zwei Zwillingsgrenzen. Die Ansicht ist in $[1\bar{1}0]$ -Richtung des GaP-Substrates.

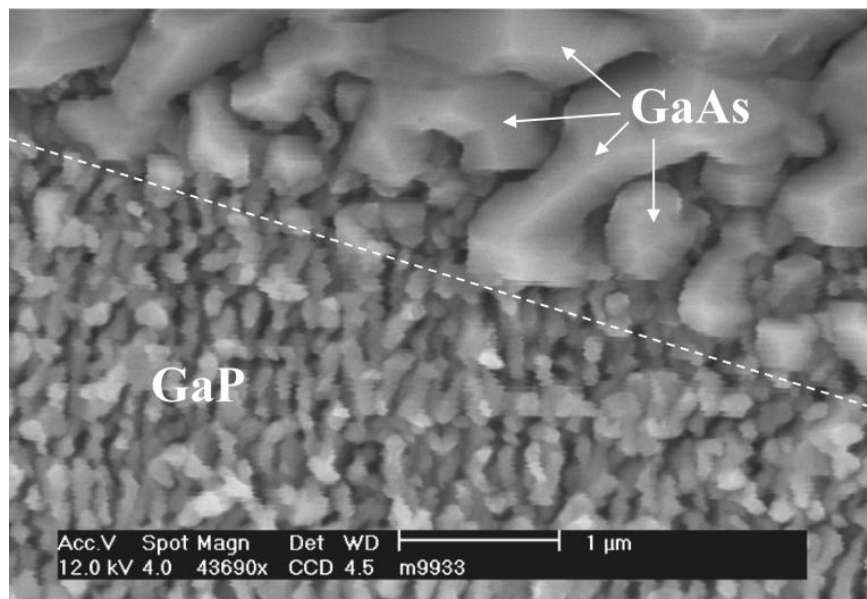


Abbildung 3.9: REM-Aufnahme von fein porösem GaP im unteren Bereich des Bildes und überwachsenem GaAs im oberen Bereich. Die gestrichelte Linie markiert die Grenze des während des GaAs-Wachstums geschützten GaP-Bereiches.

überwachsen und eine geschlossene GaAs-Schicht zu bilden. Ein Teil dieser Probe wurde ebenfalls wieder mit einem Molybdänblech abgeschirmt. Das Molybdänblech hatte am Rand keinen Kontakt zur Probe, so dass ein Übergangsbereich entstand, an dem nur wenig GaAs aufgedampft ist. Aus diesem Grund sind an einer Probe mehrere Stadien des Wachstumsprozesses zu beobachten.

In der Seitenansicht in Abb. 3.10 ist das poröse GaP-Netzwerk im unteren Teil des Bildes und darüber die überwachsene GaAs-Schicht zu sehen. Die Probe wurde in der [110]-Richtung gespalten. Dieser Querschnitt stammt aus der Mitte der Probe und zeigt, dass die einzelnen Inseln zu einer geschlossenen Schicht zusammengewachsen sind.

Wie bereits in Abb. 3.9 zu erkennen ist, ist die Inselbreite nicht gleich der Insellänge und die Inseloberfläche ist nicht glatt. Letzteres bedeutet, dass die Inselflächen nicht ausschließlich (100)-Ebenen sind. Als Folge entsteht eine Oberflächenrauigkeit, die auch nach knapp 1 μm GaAs-Wachstum noch vorhanden ist, wie anhand der Oberflächenaufnahme in Abb. 3.11 zu erkennen ist. Dieses Bild ist ebenfalls vom mittleren Bereich der Probe.

Des weiteren erkennt man eine Oberflächentexturierung, deren Richtung mit der der porösen GaP-Schicht übereinstimmt. Anzumerken ist hierbei, dass die Probenrichtung in Abb. 3.11 um 90° zu der in Abb. 3.9 gedreht ist. Durch das Überwachsen ist also lediglich

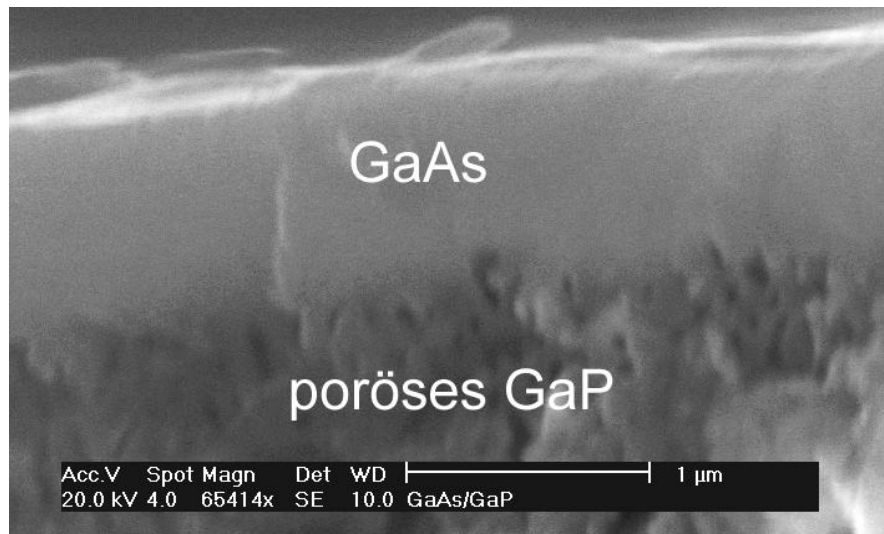


Abbildung 3.10: REM-Seitenansicht der fein porösen GaP-Schicht, mit überwachsenem GaAs.

eine Vergrößerung der Struktur entstanden. Sollen die porösen Strukturen als nachgiebiges Substrat eingesetzt werden, so muss die Porenanisotropie und die Porengröße weiter reduziert werden.

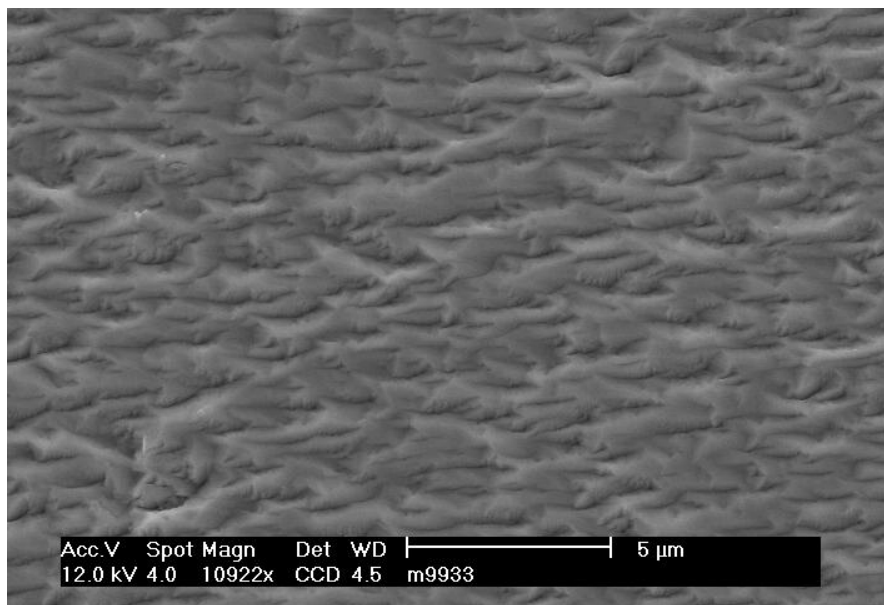


Abbildung 3.11: REM-Aufnahme der geschlossenen GaAs-Oberfläche auf fein porösem GaP.

3.4.1 Whiskerwachstum auf porösen Strukturen

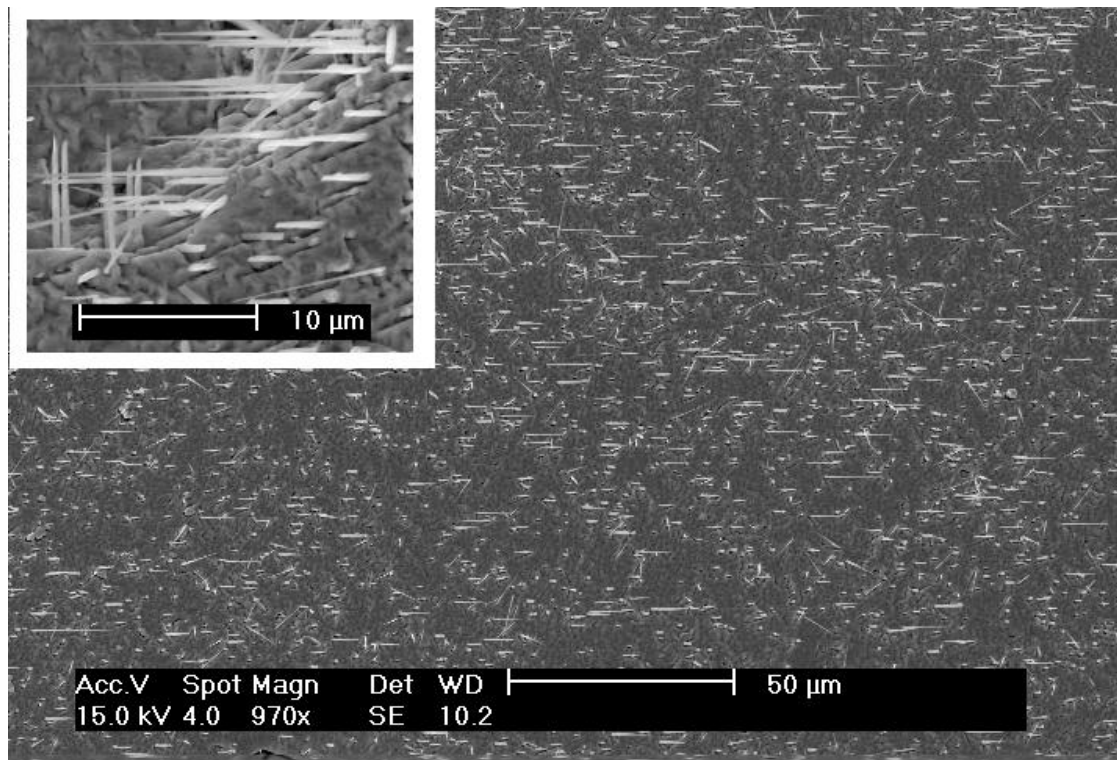


Abbildung 3.12: REM-Bild einer mit GaAs-Whiskern überzogenen GaAs-Oberfläche auf fein porösem GaP. Links oben ist eine Detailansicht der Whisker an einer halbkreisförmigen Kante zu sehen. Die meisten Whisker sind entlang einer $[110]$ -Richtung orientiert.

Beim Überwachsen einiger poröser GaP-Strukturen mit GaAs sind Whiskerstrukturen entstanden, wie in Abb. 3.12 zu sehen ist. Die GaAs-Whisker sind bis zu $20\ \mu\text{m}$ lang und können einen Durchmesser von bis zu $400\ \text{nm}$ erreichen. Der Spitzenradius dagegen beträgt z.T. nur $2\ \text{nm}$. Die meisten Whisker besitzen eine Vorzugsorientierung entlang der $[110]$ -Richtung. Ein runde Vertiefung ist durch eine lokale Überätzung in der Mitte der Probe entstanden. An der Kante dieser Vertiefung sind die Whiskerorientierungen besonders deutlich zu erkennen (Einsatz in Abb. 3.12).

Whiskerwachstum wird generell mit einem gasförmig-flüssig-fest Mechanismus beschrieben (VLS: vapor-liquid-solid) [57]. Dabei wird von einem Keim ausgegangen, der ein eutektisches System mit den Wachstumselementen bildet. Die treibende Kraft für das Whiskerwachstum ist eine Übersättigung des geschmolzenen Keims mit den Wachstumselementen. Das Whiskerwachstum kann in drei Stufen eingeteilt werden:

1. Abscheidung von Verunreinigungen an der Oberfläche, die bei der Wachstumstempe-

ratur flüssig sind und ein eutektisches System mit den Wachstumselementen bilden,

2. Zuführung der gasförmigen Wachstumselemente in den flüssigen Keim (hier Ga und As_2) und
3. Kristallwachstum durch eine GaAs-Ausscheidung aus der übersättigten Lösung, wobei der flüssige Keim immer an der Spitze des Whiskers bleibt.

Der Wachstumsmechanismus ist also ähnlich dem der Flüssigphasenepitaxie, bei der eine Übersättigung der Lösung durch eine Temperaturniedrigung erfolgt. Beim Whiskerwachstum dagegen erfolgt die Übersättigung durch Zuführung der Wachstumselemente aus der Gasphase.

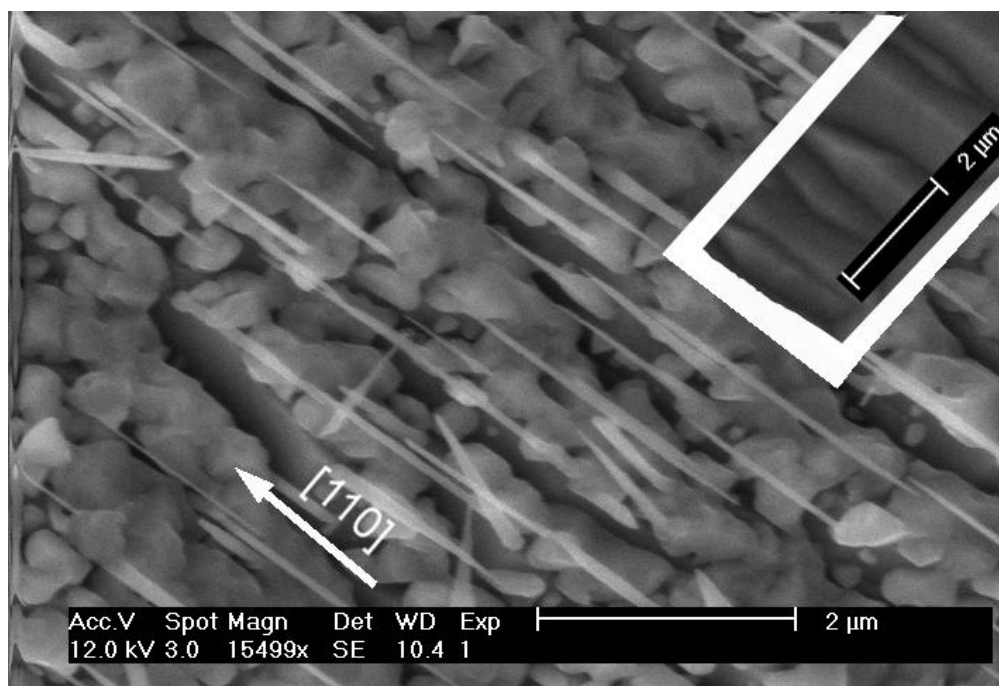


Abbildung 3.13: REM-Aufnahme von GaAs-Whiskern, aufgewachsen auf vorstrukturierter GaAs. Oben rechts ist die Oberflächenstruktur vor dem Überwachsen zu sehen.

Whiskerstrukturen sind im Rahmen dieser Arbeit nicht nur beim Überwachsen von porösem GaP beobachtet worden, sondern auch beim Überwachsen von vorstrukturierter GaAs. Obwohl sich der Ätzprozess für das vorstrukturierte GaAs komplett von dem des porösen GaP unterscheidet, haben sich Whisker mit vorwiegend der selben Orientierung gebildet. Für die Vorstrukturierung auf GaAs wurde ein Trockenätzprozess mit $\text{CHF}_3 + \text{O}_2$, gefolgt von einem nasschemischen Ätzen mit $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$, verwendet.

Eine REM-Aufnahme der GaAs-Whiskerstrukturen auf vorstrukturiertem GaAs ist in Abb. 3.13 zu sehen. Der Einsatz zeigt das vorstrukturierte GaAs vor dem Überwachsen. Die Whisker sind ebenfalls hauptsächlich in $[110]$ Richtung orientiert.

Vergleicht man die unterschiedlichen Materialien und Ätztechnologien, so bleibt Gallium als gemeinsamer Nenner übrig. Vorstellbar ist demnach, dass durch die unterschiedlichen Ätzprozesse galliumreiche Bereiche an der Oberfläche entstanden sind. Dies ist auch im Einklang mit der Ätztheorie und den beobachteten Ätzstrukturen, die darauf schließen lassen, dass die Ätzrate für die Gruppe V-Elemente höher ist als für Gallium. Zudem hat Gallium einen niedrigen Schmelzpunkt, so dass es für den Hauptbestandteil des Keims in Betracht kommt.

3.4.2 Schlussfolgerungen

Die hier entstandenen Whiskerstrukturen sind nur ein zufälliges Nebenprodukt und waren nicht das eigentliche Ziel der Arbeit. Das Potential von Whiskerstrukturen, als Kandidat für den Einsatz in Bauelementen der nächsten Generation, macht das Whiskerwachstum für die Forschung interessant. Über den Einsatz von Whiskern als Feldemitter, elektrische und optische Wellenleiter und Nano-Messköpfe wurde bereits nachgedacht (Referenzen in [56]). Dies führte dazu, dass gerade in den letzten beiden Jahren intensiv an dem Whiskerwachstum geforscht wurde [57, 58, 56, 59, 60, 61, 62]. Im speziellen hat die Gruppe von Prof. L. Samuelson auf diesem Gebiet große Fortschritte erzielt und im vergangenen Jahr vom ersten Heterostrukturbauelement in Whiskerform, einer resonanten Tunneldiode, berichtet [60].

Das Ziel, poröse Strukturen als nachgiebiges Substrat für das gitterfehlangepasste Wachstum zu verwenden, hat nicht zu den erhofften Ergebnissen geführt. Bei Porendurchmessern von weniger als 200 nm wurden zwar keine polykristallinen Röntgenreflexe mehr beobachtet, die entstandene Oberflächenrauigkeit ist jedoch für den Einsatz einer solchen Schicht als Bauelement zu hoch. Gerade bei Quantentopfstrukturen, bei denen die aktive Schicht nur wenige Nanometer dick ist, muss das epitaktische Überwachsen des porösen Substrates zu einer atomar glatten Oberfläche führen.

Eine weitere Möglichkeit bei einem gitterfehlanpassten Substrat eine niedrige Defektdichte der aktiven Schichten zu gewährleisten, besteht in der bereits am Anfang des Kapitels erwähnten Methode des Wachstums einer Pufferschicht. Diese Methode führt insbesondere dann zu akzeptablen Ergebnissen, wenn die Gitterstruktur, der Bindungscharakter und der thermische Ausdehnungskoeffizient des gitterfehlangepassten Substrates und der Schicht vergleichbar sind.

Trifft dies nicht zu, wie im Fall von GaAs und Si, kann selbst durch das Wachstum eines

noch so dicken Puffers keine ausreichende Qualität für optische und elektrische Bauelemente erzielt werden [63]. Wegen des unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen GaAs und Si entsteht beim Abkühlen von der GaAs-Wachstumstemperatur (580 °C) auf Raumtemperatur eine biaxiale Spannung in der Schicht, was zu einer Wölbung des Wafers bis hin zu einer spontanen Spaltung führen kann. Für die Industrie besteht jedoch ein großes Interesse an der monolithischen Integration von hochfrequenztauglichen GaAs-Bauelementen und den kostengünstigen Si-Bauelementen. Bei diesem Materialsystem ist allerdings nur die Verwendung eines nachgiebigen Substrates, wie z.B. ein silicon-on-insulator Substrat, erfolgversprechend [64].

Im Fall von AlSb/InAs-Strukturen auf einem GaAs-Substrat sind die oben erwähnten Materialparameter vergleichbar, so dass eine Pufferschicht zur Überwindung der 7,8% Gitterfehlanpassung verwendet werden kann.

3.5 Pufferschichtsysteme für einen InAs-Quantentopf auf einem GaAs-Substrat

Zur elektrischen Isolation der einzelnen Bauelemente wird ein nicht leitendes Substrat benötigt. Zu InAs existiert allerdings kein semiisolierendes (SI), gitterangepasstes Substrat. Zur Verfügung stehen deshalb nur die gitterfehlangepassten InP- und GaAs-Substrate. Die Gitterfehlanpassung von InP ist zwar nur etwa halb so groß wie die für GaAs, dafür ist bei GaAs-Substraten die Oxidentfernung leichter und sie sind nur halb so teurer, weswegen sie in der Regel bevorzugt werden.

Die Aufgabe der Pufferschicht besteht darin, die Gitterfehlanpassung zu kompensieren. Im Unterschied zu der vorangegangenen Methode werden die durch die Fehlanpassung entstandenen Spannungen nicht vom Substrat aufgenommen. Spannungen und Defekte haben einen erheblichen Einfluss auf die aktive InAs-Schicht und damit auf die Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit des Bauelementes, so dass ein effizienter Puffer die Grundvoraussetzung für ein erfolgreiches Bauelement darstellt.

Man unterscheidet grundsätzlich zwischen zwei Arten von Pufferschichten:

- Pufferschichten mit einer kontinuierlichen Änderung der Gitterkonstanten und
- Pufferschichten, die direkt die Gitterkonstante der aktiven Schicht besitzen.

Pufferschichten mit einer kontinuierlichen, in der Regel linearen Änderung der Gitterkonstanten werden durch eine Kompositionsänderung einer Halbleiterlegierung erzeugt, dem sogenannten Grading [65]. Will man z.B. von der GaAs-Gitterkonstanten zu der von InAs gelangen, so verwendet man eine $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ Legierung. Am Anfang der Pufferschicht

ist $x = 1$, was reinem GaAs entspricht, und am Ende ist $x = 0$, was reines InAs bedeutet. Die Geschwindigkeit der Veränderung in der Zusammensetzung wird dabei über die Temperaturrampe der Gallium- und Indiumzelle gesteuert. Über die Geschwindigkeit beim Grading und die Wachstumstemperatur bestehen konträre Auffassungen, die von einer schnellen Änderung bei hoher Temperatur bis hin zu einer langsamen Änderung bei niedriger Wachstumstemperatur reichen (siehe Referenzen in [66]). Neben den wachstumsspezifischen Unterschieden müssen die Eigenschaften der unterschiedlichen Legierungszusammensetzungen berücksichtigt werden.

Je niedriger der Ga-Anteil in der $Ga_xIn_{1-x}As$ -Legierung wird, desto leitfähiger ist die Schicht. Ein $Ga_xIn_{1-x}As$ -Grading kommt demnach als Pufferschicht nicht in Frage. Bleibt noch die Möglichkeit eines $GaAs_xSb_{1-x}$ und $AlAs_xSb_{1-x}$ -Gradings, die beide ebenfalls zu einer Gitterkonstanten von $6,1 \text{ \AA}$, führen, was der von InAs entspricht. Im Unterschied zu der erstgenannten Legierung wird bei den beiden letztgenannten die Zusammensetzung durch die Gruppe V-Elemente variiert.

Im Gegensatz zu den Gruppe III-Elementen ist der Zusammenhang zwischen dem Zelldruck und der Einbaurrate bei Legierungen mit zwei Gruppe V-Elementen nicht notwendigerweise linear und von der Substrattemperatur abhängig [67]. Dies kann zu einem ungewollten Sprung im Gradienten führen. Neben dieser Problematik sind die meisten Zellen für Gruppe V-Elemente nicht für ein Grading ausgelegt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass beim MBE-Wachstum von III-V-Halbleitern das Gruppe V-Element im Überschuss angeboten wird. Durch den wesentlich höheren Verbrauch der Gruppe V-Elemente ist auch das Tiegelvolumen dementsprechend größer. Bei der hier verwendeten MBE-Anlage beträgt das Tiegelvolumen für As 500 cm^3 , das für Sb 175 cm^3 und das der Gruppe III-Elemente 33 cm^3 . An den Größenverhältnissen wird deutlich, dass eine Druckregelung über die Temperatur bei den Gruppe V-Elementen schwierig ist, da die Zelle sehr träge reagiert. Die As-Zelle verfügt deshalb über ein manuelles Ventil, so dass die Tiegeltemperatur immer konstant bleibt und der Druck über die Öffnung des Ventils gesteuert wird. Ein Grading ist so prinzipiell möglich, aber durch die Wachstumskomplikationen und unter Verwendung eines manuellen Ventils wenig praktikabel.

Eine praktikable und erfolgreiche Methode zur Überwindung der Gitterfehlanpassung ist das Wachsen einer Pufferschicht, die nahezu die selbe Gitterkonstante wie InAs besitzt ($\leq 1 \text{ \%}$).

3.5.1 GaAs/GaSb-Puffer

Für eine aktive InAs-Schicht kommen als Puffer die nahezu gitterangepassten III-V-Halbleiter AlSb und GaSb in Frage. Unter Verwendung eines AlSb-Puffers ist die Elektronenmobilität im InAs-Quantentopf jedoch um drei bis sieben mal niedriger [68]. Dies wird

auf eine niedrigere Oberflächenbeweglichkeit der Al-Atome gegenüber den Ga-Atomen zurückgeführt. Selbst für sehr dicke AlSb-Schichten ist die Oberfläche nicht glatt. Durch die geringe Beweglichkeit der Al-Atome wird die einmal entstandene Rauigkeit, bedingt durch die Gitterfehlangepassung, eingefroren, was mit rasterkraftmikroskopischen Untersuchungen (AFM, engl. atomic force microscopy) gezeigt werden konnte [69].

Eine GaSb-Schicht führt dagegen zu einer wesentlich glatteren Oberfläche. Für $1,4\ \mu\text{m}$ GaSb auf GaAs entstehen horizontale Flächen mit einer Ausdehnung von 1 bis $1,5\ \mu\text{m}$, bei einer Stufenhöhe von 4 nm. Bei AlSb ist die vertikale Rauigkeit vergleichbar, die Ausdehnung der Flächen beträgt jedoch nur 40 bis 60 nm. Diese Ausdehnung liegt in der Größenordnung der Fermiwellenlänge ($\lambda = (2\pi/n_e)^{\frac{1}{2}}$). Da die leitfähigen Elektronen an der Fermioberfläche liegen, sind auch nur Streupotentiale in der Größenordnung der Fermiwellenlänge von Bedeutung. Die Dimensionen der GaSb-Rauigkeit liegen weit über der Fermiwellenlänge und sind so nicht kritisch für eine Elektronenstreuung. Aus diesem Grund ist eine Pufferschicht aus GaSb effektiver.

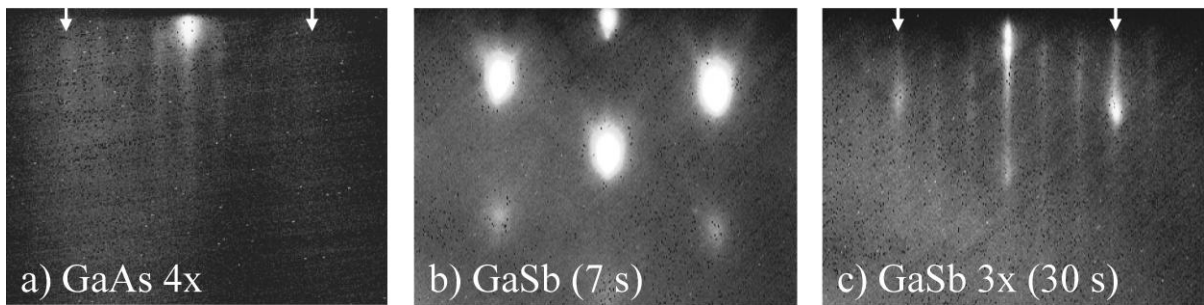


Abbildung 3.14: RHEED-Bilder entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung. a) der GaAs-Oberfläche, b) nach 7 s und c) nach 30 s GaSb-Wachstum auf GaAs. Die Pfeile markieren die (01) und $(0\bar{1})$ Beugung des Kristallgitters.

Eine Aufgabe des Puffers ist es, ein möglichst spannungsfreies Gitter für die aktiven Schichten zu gewährleisten. Dabei hat sich gezeigt, dass bei moderater Gitterfehlangepassung und geringer Schichtdicke die Spannung durch eine gleichmäßige, elastische Dehnung aufgebracht wird [70]. Bei Überschreitung einer kritischen Dicke treten zusätzlich Versetzungen auf, um die Spannung zu begrenzen. Die auftretende Spannung bei einer Gitterfehlangepassung von 7,8% ist jedoch so hoch, dass während des ersten Stadiums des GaSb-Wachstums auf GaAs keine geschlossene Schicht entsteht, sondern sich einzelne GaSb-Inseln bilden. Diese Inseln dehnen sich bei weiterem GaSb-Wachstum lateral aus, bis eine geschlossene Schicht entsteht. Durch das laterale Wachstum der Inseln entstehen Spannungen, die zur Bildung von Fehlanpassungsversetzungen (engl.: misfit dislocations) führen.

Die Inselbildung kann mit der Reflection-High-Electron-Energy-Diffraction (RHEED) Methode in situ beobachtet werden. Durch den kleinen Einfallswinkel von etwa 2° ist RHEED eine oberflächensensitive Methode. Die Elektronen dringen nur wenige Monolagen in das Material ein, so dass der periodische Anteil unterhalb der Oberfläche vernachlässigt werden kann. Bei einer glatten Oberfläche geht so die Kristallinformation senkrecht zur Oberfläche verloren und das Beugungsbild besteht aus eindimensionalen Linien, wie in Abb. 3.14a und c zu sehen ist. Treten Inseln auf, so befindet sich die Oberfläche an verschiedenen Punkten der $[001]$ -Richtung, wodurch ein zweidimensionales Beugungsbild entsteht (3.14b). Wie bereits erwähnt, beginnt das GaSb auf GaAs Wachstum im Volmer-Weber-Modus, d.h. es bilden sich GaSb-Inseln. Nach 15 s GaSb-Wachstum, was der Menge von 8 Monolagen entspricht, gehen die Punkte in Linien über und das Übergitter an der Oberfläche ist wieder erkennbar. Nach 30 s oder einer nominalen Dicke von 4,9 nm ist ein Großteil der Spannung abgebaut, die Oberfläche ist weitgehend glatt und das Wachstum findet Monolage für Monolage statt, was dem Frank-van der Merwe-Modus entspricht.

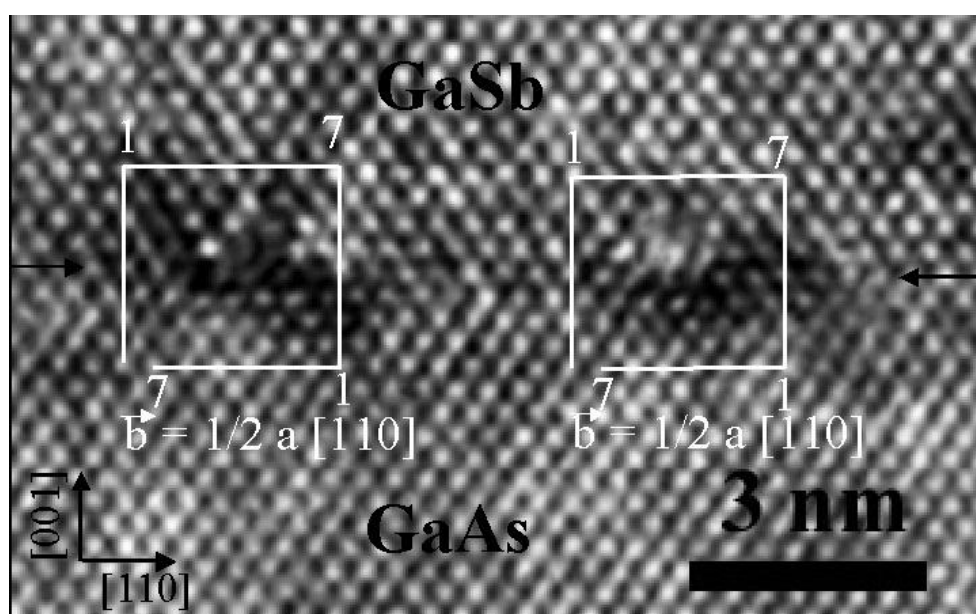


Abbildung 3.15: Hochaufgelöstes TEM-Bild der GaAs/GaSb-Grenzfläche mit zwei Versetzungen. Zu sehen ist die $(1\bar{1}0)$ -Ebene. Die Pfeile links und rechts markieren die Grenzfläche.

Während dieser ersten Abscheidung von GaSb auf GaAs entstehen eine Menge Fehlanpassungsversetzungen. Im Unterschied zu kleinen Gitterfehlanpassungen, bei denen sich zum Spannungsabbau die Versetzungslinie einer bereits vorhandenen Versetzung entlang

der Grenzfläche ausdehnt, ist die Aktivierungsenergie zur Bildung neuer Versetzungen bei einer Fehlanpassung von $>6\%$ überschritten [71].

In Abb. 3.15 ist ein hochauflösendes TEM-Bild der GaAs/GaSb Grenzfläche mit zwei durch die Fehlanpassung entstandenen Versetzungen zu sehen. Der Burgersvektor kann anhand der eingezeichneten Umläufe von sieben Atomabständen in $[110]$ -Richtung und vier in $[001]$ -Richtung zu $b = \pm \frac{1}{2}a[110]$ bestimmt werden. Ein Burgersvektor in $[110]$ oder dazu äquivalenter Richtung ist bei einem Zink-Blende-Gitter zu erwarten, da ein kurzer Burgersvektor die Bildungsenergie der Versetzung reduziert.

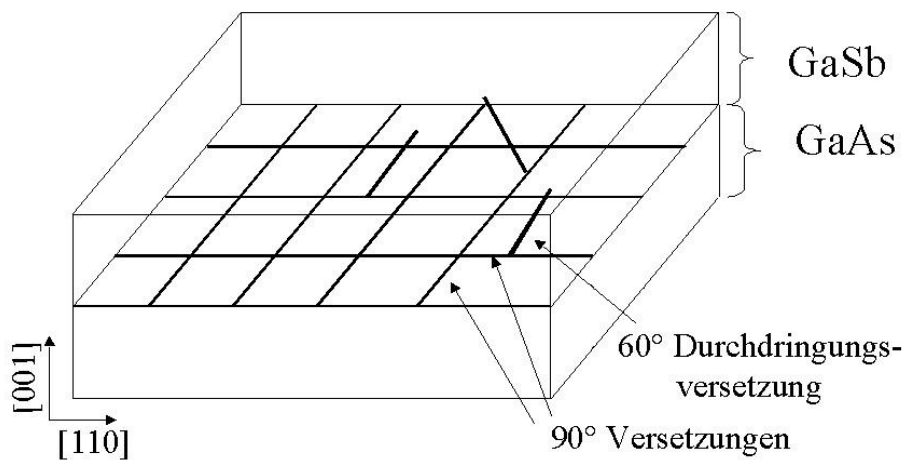


Abbildung 3.16: Fehlanpassungs- und Durchdringungsversetzungen bei einer hohen Gitterfehlanpassung, nach Ref. [73]. Die GaSb-Schicht ist transparent, um die verschiedenen Versetzungen darstellen zu können.

Die Fehlanpassungsversetzungen bilden ein quadratisches Netz an der Grenzfläche, wobei der Burgers-Vektor einen Winkel von 90° zur Versetzungslinie hat, weswegen dieser Versetzungstyp auch 90° -Versetzung genannt wird [71]. Ein solches Netz von Fehlanpassungsversetzungen wurde neben GaSb/GaAs [70] auch noch bei InGaAs/GaAs [72] sowie bei GaAs/Si [73] beobachtet und ist schematisch in Abb. 3.16 dargestellt.

Eine Übersicht der Dichte der Fehlanpassungsversetzungen ist in Abb. 3.17 gezeigt. Die Pfeile markieren den Versetzungskern. Da die Versetzungslinien senkrecht zum Burgersvektor verlaufen, sind die 90° Fehlanpassungsversetzungen reine Stufenversetzungen. Der Abstand der Versetzungen ist weitgehend konstant und beträgt im Mittel $5,7 \text{ nm}$.

Zur vollkommenen Relaxation ist ein Versetzungsabstand von

$$d_{vs} = \frac{b}{f}, \quad \text{mit } f = \frac{a - a_0}{a_0} \quad (3.4)$$

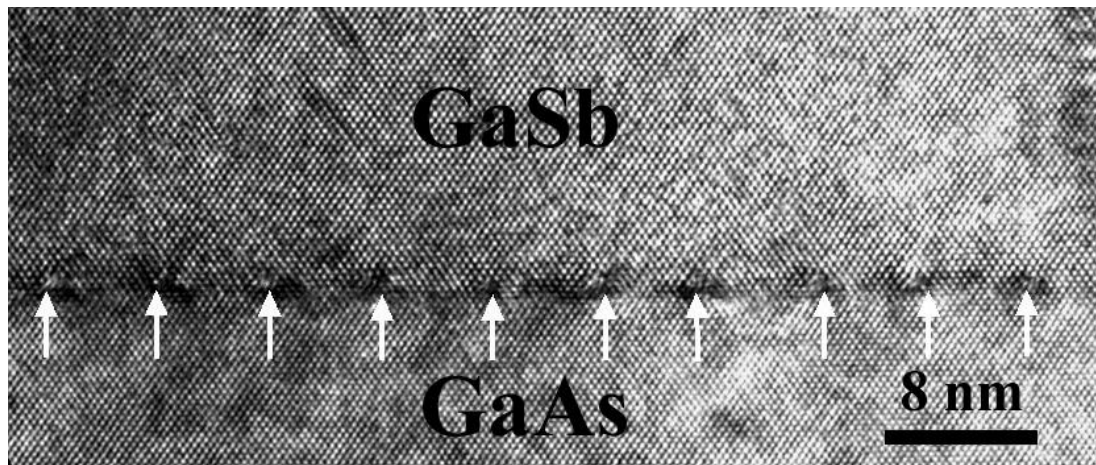


Abbildung 3.17: Hochaufgelöstes TEM-Bild mit Blickrichtung auf die $(1\bar{1}0)$ -Ebene der GaSb/GaAs-Grenzfläche. Die Pfeile markieren den jeweiligen Versetzungskern.

erforderlich [71]. Wobei a der Gitterparameter, f die Dehnung der Fehlanpassung und b der Burgersvektor ist. Danach müssten die Versetzungen vom Typ $b = \frac{1}{2}a[110]$, wie sie in dem hier verwendeten Materialsystem auftreten, einen Abstand von 5,12 nm haben, um die gesamte Spannung zu kompensieren. Der gemessene Abstand von 5,7 nm führt zu einer Kompensation von 99 %, so dass davon ausgegangen werden kann, dass durch die GaSb-Pufferschicht die Spannungen komplett abgebaut werden. Da die 90° Fehlanpassungsversetzungen als reine Stufenversetzungen nur auf einer Ebene gleiten, die in diesem Fall senkrecht zur Wachstumsrichtung liegt, reduziert dieser Typ nicht die Qualität der aktiven Schicht.

Neben den 90° Stufenversetzungen entstehen jedoch noch sogenannte Durchdringungsversetzungen (engl. threading dislocation), wie sie in der Abb. 3.18 über der Grenzfläche erkennbar sind. Diese Versetzungen können beim Zusammenwachsen der einzelnen Inseln entstehen. Da die Anzahl der Inseln mit der Fehlanpassung korreliert, korreliert auch die Durchdringungsversetzungsichte mit der Fehlanpassung. Diese Versetzungen können im Gegensatz zu den 90° Versetzungen die aktive Schicht erreichen. Die meisten Durchdringungsversetzungen in Abb. 3.18 besitzen einen Winkel von 60° zwischen der Versetzungslinie und dem Burgersvektor. Diese gemischten Versetzungen können mehrere Gleitebenen benutzen. Die Ebene mit der maximalen Scherspannung ist die (111) -Ebene, die bevorzugt als Gleitebene dient. Durch die hohe Anzahl der Versetzungen über der Grenzfläche können Versetzungsreaktionen auftreten, wodurch die Versetzungsichte reduziert wird. In Abb. 3.18 sind solche Knoten zu beobachten, an denen zwei Versetzungen aufeinander treffen und eine einzige Versetzung weiter geht. Die Bildung eines Versetzungsringes ist die effektivste Variante, bei der die Versetzung nicht bis zur aktiven Schicht gelangt.

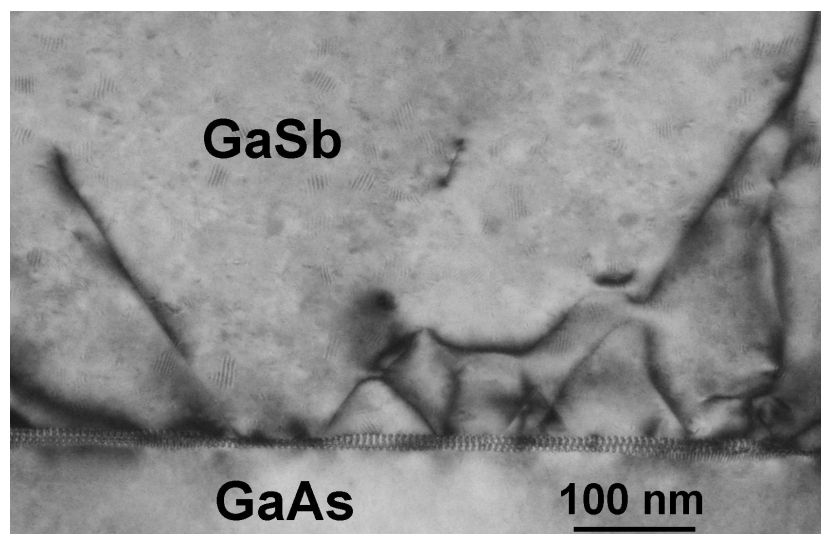


Abbildung 3.18: TEM-Bild der GaSb/GaAs-Grenzfläche mit Durchdringungsversetzungen, die durch die GaSb-Pufferschicht laufen.

Gerade am Anfang der Pufferschicht kann die Anzahl der 60° Versetzungen merklich reduziert werden. Mit zunehmender Dicke der Pufferschicht wird auch der Abstand zwischen den Versetzungen größer und die Anzahl der Versetzungsreaktionen nimmt ab. Bei ausreichender Dicke stellt sich dann ein Gleichgewicht der Versetzungsdichte von etwa 10^8 cm^{-2} ein [69].

Die Beweglichkeit der Versetzungen hängt auch von der Substrattemperatur ab. Je höher die Substrattemperatur ist, desto höher ist die Beweglichkeit. Die Oberflächentemperatur des Substrates ist generell ein wichtiger Wachstumsparameter, der die Qualität einer Schicht bestimmt. Für das epitaktische Wachstum existiert eine maximale Temperatur, bei der die GaSb-Bindung stabil ist. Wird diese Temperatur überschritten, verarmt die Schicht zunächst an Antimon und die Oberfläche wird rau. Die maximale Wachstumstemperatur hängt deshalb auch vom Sb-Überdruck ab. Die beste Qualität für GaSb wird bei einem Druckverhältnis von Antimon zu Gallium von 1,2 erzielt. Unter Verwendung dieses Druckverhältnisses beträgt die maximale Wachstumstemperatur für GaSb etwa 500°C . Beim Wachstum einer GaSb-Pufferschicht auf einem GaAs-Substrat muss die Temperaturerhöhung des Wafers während des GaSb-Wachstums berücksichtigt werden. Ein typisches Temperaturprofil des Substratheizers ist in Abb. 3.19 dargestellt.

Die Temperatur des Substratheizers wird über ein Thermoelement geregelt, das zwischen dem Heizerfilament und dem Substrat sitzt. Diese Temperatur kann jedoch beim Wachsen erheblich von der wahren Oberflächentemperatur des Wafers abweichen, die mit einem Pyrometer gemessen wird.

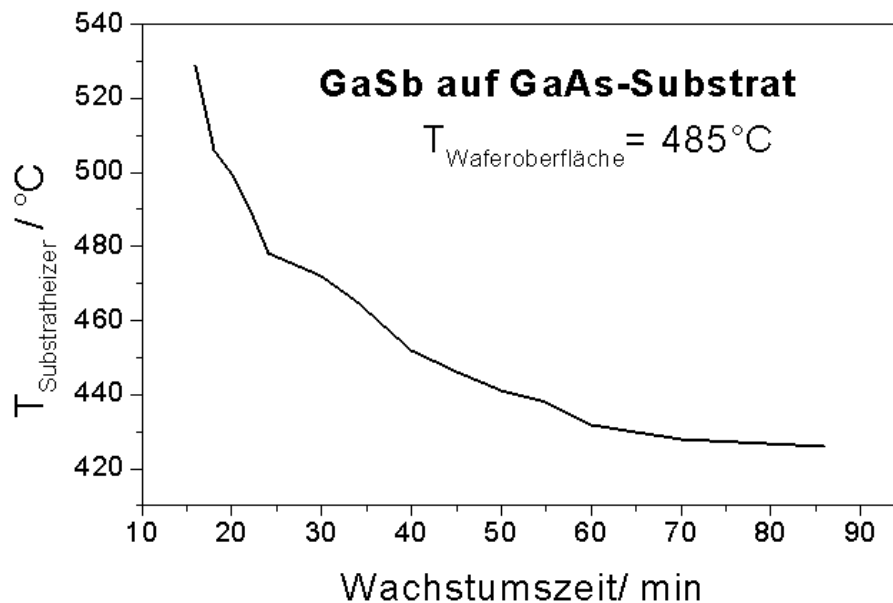


Abbildung 3.19: Temperaturprofil des Substratheizerthermoelementes beim Wachsen von GaSb auf einem GaAs-Substrat mit konstanter Waferoberflächentemperatur von 485°C .

Die Wafererwärmung erfolgt bei den hier verwendeten indiumfreien Haltern hauptsächlich über Strahlungswärme. Wird ein Halbleiter mit einer kleinen Bandlücke, wie GaSb, auf einem Halbleiter mit einer größeren Bandlücke, wie GaAs, gewachsen, so absorbiert das Material mit der kleinen Bandlücke mehr Strahlungswärme, was zu einem Anstieg der Waferoberflächentemperatur führt. Um eine konstante Oberflächentemperatur zu erhalten muss deshalb die Heizleistung reduziert werden. Nach etwa 500 nm GaSb-Wachstum, was 1 Stunde in Abb. 3.19 entspricht, ist die Temperatur weitgehend stabil. Das Temperaturprofil hängt von der Substratdicke, der Wachstumsrate und dem Substrathalter ab. Die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Temperaturprofile stimmen mit den Beobachtungen von Katzer und Shanabrook überein [76], während Nouaoura et al. von einem komplexeren Verhalten berichten und für dicke GaSb-Schichten sogar eine fallende Pyrometertemperatur beobachtet haben [77]. Diese Gruppe verwendet jedoch keine indiumfreien Halter und ein Pyrometer, dessen Bandpass nicht für GaAs geeignet ist. Die so gemessenen Temperaturprofile können damit nicht die wirkliche Wafertemperatur wiedergeben. Die von Katzer et al. und im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Profile sind somit realistischer. Anzumerken sei hier noch, dass eine Streustrahlung der Zellen generell zu etwas höheren Temperaturwerten bei der Pyrometermessung führt. Der Beitrag der Streustrahlung kann jedoch durch einen Vergleich der Pyrometertemperatur

bei offenen und geschlossenen Zellen ermittelt werden. In der Regel ist der Beitrag der Streustrahlung jedoch geringer als 10°C .

3.5.2 AlAs/AlSb/GaSb-Puffer

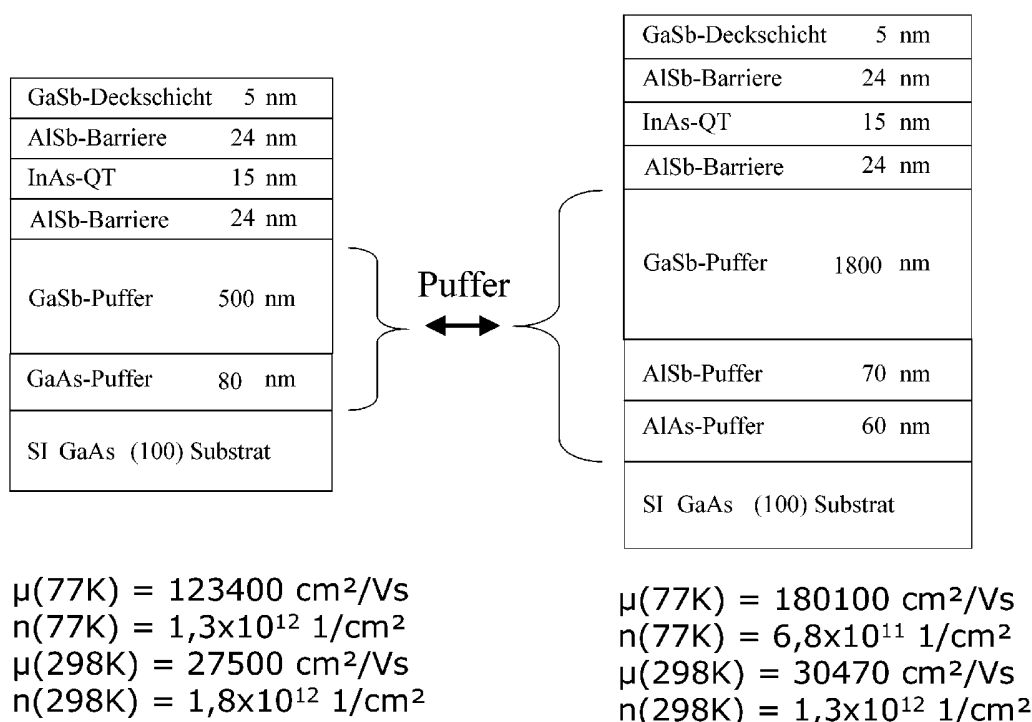


Abbildung 3.20: Schematische Darstellung der Schichtstruktur von InAs-Quantentöpfen mit verschiedenen Puffersystemen.

Der Einfluss der Pufferschicht auf die Elektronenmobilität (μ) und Ladungsträgerkonzentration (n) in einem InAs-Quantentopf ist in Abb. 3.20 zu sehen. Eine InAs-Quantentopfstruktur auf einem GaAs-Substrat besteht aus vier Elementen: dem Puffer, den Barrieren, dem Boden des Quantentopfes und der Deckschicht. Für die Barrieren wurde AlSb verwendet, um einen möglichst hohen Leitungsbandoffset zu erhalten oder um im Bild des Topfes zu bleiben, einen möglichst tiefen Topf zu bekommen. Der Boden des Quantentopfes ist die aktive InAs-Schicht, in der sich die Ladungsträger befinden. Eine Deckschicht als Abschluss der Struktur wird benötigt, um eine Oxidation der AlSb-Barriere zu verhindern.

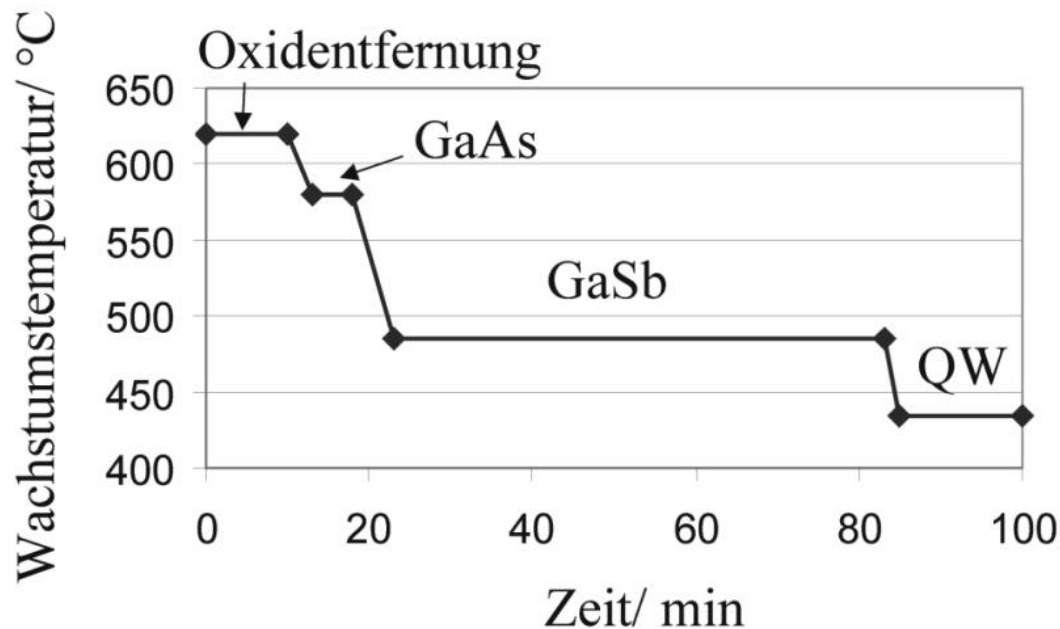


Abbildung 3.21: Temperaturprogramm zum Wachsen einer InAs-Quantentopfstruktur auf einem GaAs-Substrat

Die Wachstumsparameter für die AlSb-Barrieren, die GaSb-Deckschicht, sowie für die aktive InAs-Schicht werden konstant gehalten, um den Einfluss der Pufferschicht untersuchen zu können. Das Temperaturprogramm zum Wachstum des Wafers in Abb. 3.20 (links) ist in Abb. 3.21 zu sehen. Vor dem Wachstum werden die Oxide an der Substratoberfläche bei 620 °C entfernt. Anschließend wird die Substrattemperatur auf 580 °C zum Wachsen von GaAs gesenkt. Bei der gleichen Temperatur wird auch das AlAs und AlSb für die Struktur, wie sie in Abb. 3.20 (rechts) zu sehen ist, gewachsen. Das GaSb-Wachstum erfolgt dann bei 485 °C, bevor die Substrattemperatur auf 435 °C zum Wachstum des Quantentopfes, inklusive der Deckschicht, reduziert wird.

Für den Wafer mit dickerem Puffer wurde, wie zu erwarten war, eine höhere Elektronenmobilität gemessen. Besonders deutlich ist der Unterschied bei tiefen Temperaturen, da hier die Phononenschwingungen nicht mehr das dominierende Streupotential bilden. Aber selbst bei Raumtemperatur ist der Einfluss der erhöhten Versetzungsdichte auf die Transporteigenschaften noch nachweisbar. Die Ladungsträgerkonzentration im InAs verhält sich für verschiedene Puffer umgekehrt proportional zur Elektronenmobilität. Die erhöhte Defektdichte durch den dünneren Puffer wirkt demnach als eine zusätzliche Elektronenquelle. Die zusätzliche AlAs- und AlSb-Schicht in Abb. 3.20 (rechts), soll für ein schnelles Lagen-für-Lagen-Wachstum sorgen. Nguyen et al. haben beobachtet, dass AlSb auf AlAs viel

schneller eine geschlossene Oberfläche bildet, als AlSb auf GaAs [74]. Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit haben allerdings gezeigt, dass es keinen Unterschied zwischen GaSb auf GaAs und AlSb auf AlAs gibt. Der Vorteil der AlAs/AlSb-Schichtstruktur besteht vielmehr in einer zusätzlichen Grenzfläche im 6,1 Å Puffersystem und einem Tempereschritt. Der Tempereschritt entsteht durch die unterschiedlichen Wachstumstemperaturen für GaAs, AlAs und AlSb einerseits und GaSb auf der anderen Seite. GaSb kann nur bis zu einer Substrattemperatur von maximal 500 °C epitaktisch gewachsen werden, während die Wachstumstemperatur für GaAs, AlAs und AlSb bei etwa 580 °C liegen. Nachdem sich also die Fehlanpassungs- und Durchdringungsversetzungen im AlSb gebildet haben, muss ein Wachstumsstop eingelegt werden, um die Substrattemperatur für das GaSb-Wachstum zu senken. Die AlSb-Dicke wurde so gewählt, dass sich bereits sämtliche Versetzungen gebildet haben und die Oberfläche glatt ist. Während des Wachstumsstops können so einige Versetzungen ausheilen, was bei dem Wachstumsstop zwischen GaAs und GaSb nicht möglich ist, da die Wachstumstemperatur vor dem Wechsel der Gitterkonstanten gesenkt werden muss.

In der Dissertation von A. Vogt ist ein TEM-Bild einer GaSb/AlSb-Pufferschicht auf GaAs-Substrat gezeigt, bei dem sich Durchdringungsversetzungen nur in der AlSb-Schicht befinden, nicht aber in der darüberliegenden GaSb-Schicht [75]. Weitere Auswertungen der Originalaufnahme haben ergeben, dass die Fehlanpassungsversetzungsdichte von AlSb/GaAs gleich der von GaSb/GaAs ist. Auch bei Verwendung einer AlSb-Pufferschicht findet demnach eine völlige Relaxation des Gitters durch die 90° Fehlanpassungsversetzungen an der Grenzschicht statt.

Mit Hilfe von zeitaufgelösten RHEED-Intensitätsmessungen wurde die Wachstumsgeschwindigkeit der Inseln in [100]- und $[1\bar{1}0]$ -Richtung für AlSb auf AlAs untersucht. Dazu wurden Linienscans entlang der [01]- und [10]-Richtung des RHEED-Beugungsbildes durchgeführt. Die Indizierung der Scanrichtungen ist in Abb. 3.22 zu sehen, wobei die Messungen entlang der Linie (a) der jeweils linken Darstellung in Abb. 3.23 und die der Linie (b) der jeweils rechten Darstellung entsprechen. Auf diese Art und Weise kann sowohl die Verbreiterung des Reflexes, wie auch der Übergang von einem linienförmigen zu einem punktförmigen Muster beobachtet werden. Somit kann der Übergang zu einer glatten Oberfläche bestimmt werden.

In $[1\bar{1}0]$ -Richtung ist ein rein eindimensionales Beugungsmuster nach 104 s erreicht, mit einer konstanten, kleinen Halbwertsbreite. In der [100]-Richtung dauert es 160 s, bis sich der gleiche Zustand einstellt. Nach 160 s wird eine nominale Dicke von 19 nm erreicht, gegenüber 12,4 nm nach 104 s. Daraus kann gefolgert werden, dass die Inseln schneller in $[1\bar{1}0]$ -Richtung wachsen. Da die $[1\bar{1}0]$ -Richtung eine atomar dicht gepackte Richtung ist, ist das effektive Wachstum in dieser Richtung 2,1 mal höher.

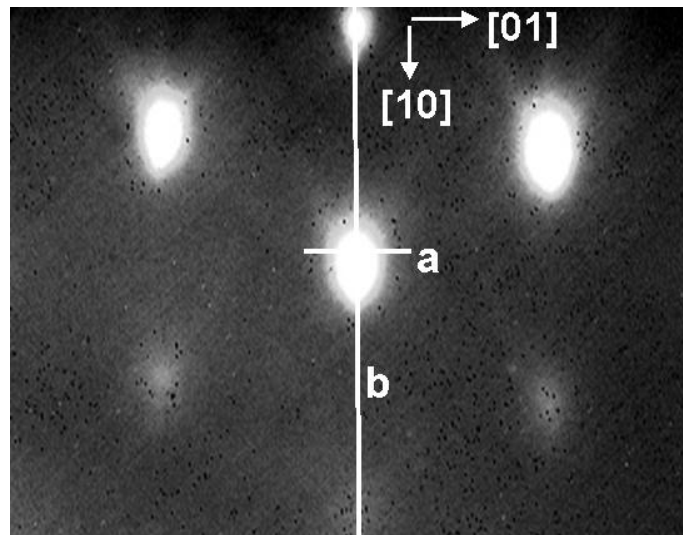


Abbildung 3.22: RHEED-Beugungsbild einer Oberfläche mit Inselbildung. Die Linien a und b markieren die Scanrichtungen für die zeitaufgelösten Messungen.

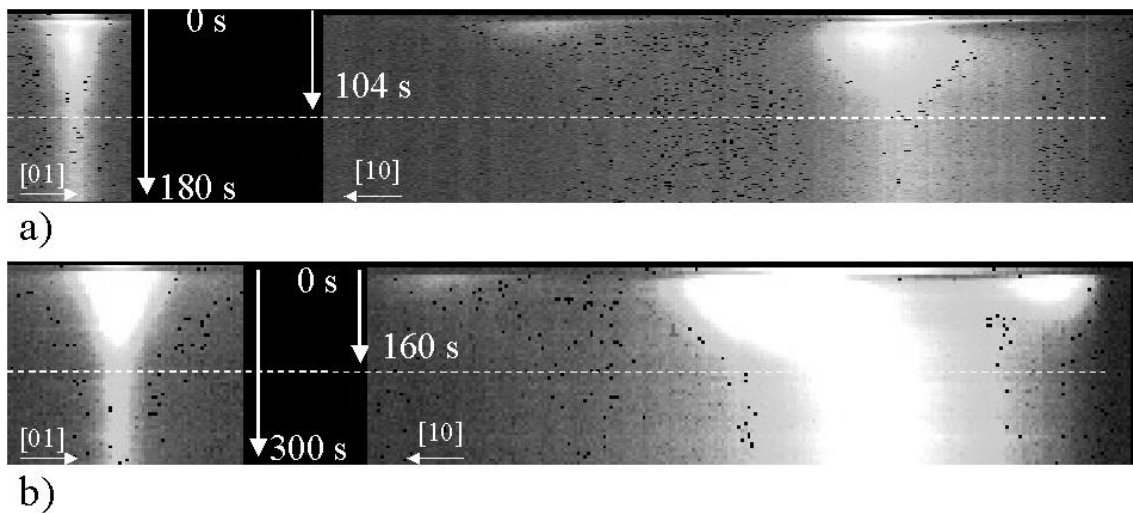


Abbildung 3.23: Zeitaufgelöste RHEED-Messung (a) in $[1\bar{1}0]$ -Richtung und (b) in $[100]$ -Richtung. Auf der linken Seite sind die Scans in $[01]$ -Richtung und auf der rechten Seite in $[10]$ -Richtung des RHEED-Beugungsbildes gezeigt.

Kapitel 4

InAs-Quantentopfstrukturen

4.1 Barrieren für einen InAs-Quantentopf

Für alle auf InAs basierten Heterohalbleiterbauelemente ist die Grenzschicht von besonderer Bedeutung, da es keinen gitterangepassten As-Verbindungshalbleiter gibt. Wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist, stehen als Barrierenmaterial für den InAs-Quantentopf die III-V-Halbleiter GaSb und AlSb mit einer Gitterfehlانpassung von 0,6 % bzw. 1,3 % zur Verfügung.

Ebenfalls nahezu gitterangepasst sind die II-VI-Halbleiter ZnTe und CdSe, die ebenso wie die III-V-Halbleiter eine Zinkblende-Struktur besitzen. Die InAs/CdSe Energiebandstruktur ist vom Typ II, wobei die CdSe Bandkante unter der des InAs liegt [78]. Dadurch wird das InAs zur Barriere und die Elektronen befinden sich im CdSe. Allerdings ist die Elektronenbeweglichkeit von CdSe mit $800 \text{ cm}^2/Vs$ bei 298 K sehr gering, womit diese Heterostruktur für hohe Beweglichkeiten ausscheidet. Zu ZnTe/InAs gibt es bisher nur sehr wenige Untersuchungen, die sich entweder auf die optischen Eigenschaften oder das Wachstum dicker Schichten beziehen [79, 80]. Betrachtet man das im Gitterparameterdiagramm parallel verschobene CdTe/InSb System, das nur eine Gitterfehlانpassung von 0,04 % besitzt, so zeigt sich, dass die bisher erzielten Elektronenbeweglichkeiten im InSb Quantentopf viel geringer sind, als bei Verwendung einer $\text{Al}_{11}\text{In}_{89}\text{Sb}$ Barriere, die eine 14 mal höhere Fehlanpassung hat [81]. Die geringe Beweglichkeit wird auf eine schlechte Grenzflächenqualität am Übergang vom II-VI- zum III-V-Halbleiter zurückgeführt. Aufgrund dieser Ergebnisse ist zu vermuten, dass auch mit ZnTe/InAs keine sehr hohen Beweglichkeiten zu erwarten sind. Ein weiteres schon untersuchtes, gitterangepasstes Barrierenmaterial ist $\text{InP}_{0,69}\text{Sb}_{0,31}$ [82]. Die höchste berichtete Beweglichkeit beim Wachsen auf ebenfalls gitterangepasstem p-InAs-Substrat ist $118000 \text{ cm}^2/Vs$, was bei lediglich ei-

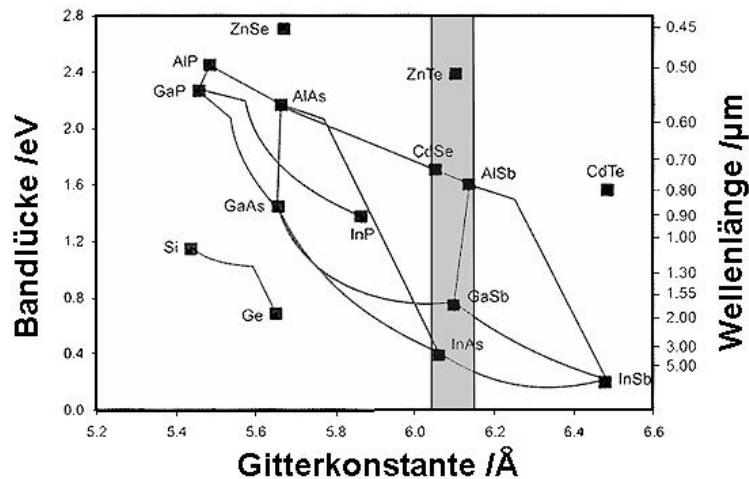


Abbildung 4.1: Gitterkonstante und Bandlücke einiger Halbleiter. Hervorgehoben ist das 6,1 Å-System.

nem Drittel der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Beweglichkeit unter Verwendung eines gitterfehlangepassten Substrates liegt. Die niedrige Barrierenhöhe von 0,25 eV, verbunden mit einer schweren Handhabbarkeit in der Zusammensetzung ternärer Schichten mit zwei Gruppe V Elementen, lässt keinen Vorteil dieses Barrierenmaterials erkennen. Damit sind GaSb bzw. AlSb die vielversprechensten Barrieren für einen InAs Quantentopf.

4.2 Die AlSb/InAs-Grenzfläche

Bei allen oben genannten Materialsystemen findet an der Grenzfläche nicht nur ein Wechsel der Kationen, sondern auch der Anionen statt. Hieraus ergibt sich die Möglichkeit des „Interfaceengineering“. Im Fall einer AlSb/InAs Struktur können die Grenzflächenbindungen entweder vom AlAs- oder vom InSb-Typ sein, wie in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Bei gleichzeitigem Schließen bzw. Öffnen aller am Übergang von AlSb zu InAs beteiligten Zellen entsteht an der Grenzfläche ein Gemisch aus beiden möglichen Bindungsarten. Die Art der Grenzflächenbindung hat jedoch einen erheblichen Einfluss auf die Eigenschaften des Quantentopfes und damit des gesamten Bauelementes, was eine Optimierung der Grenzfläche erforderlich macht. Als erstes wurde der Einfluss des Grenzflächentypes auf die elektrischen Eigenschaften des AlSb/InAs-Systems von Tuttle et al. untersucht [83]. Um eine bestimmte Bindungsart an der Grenzfläche zu forcieren, wird die so genannte

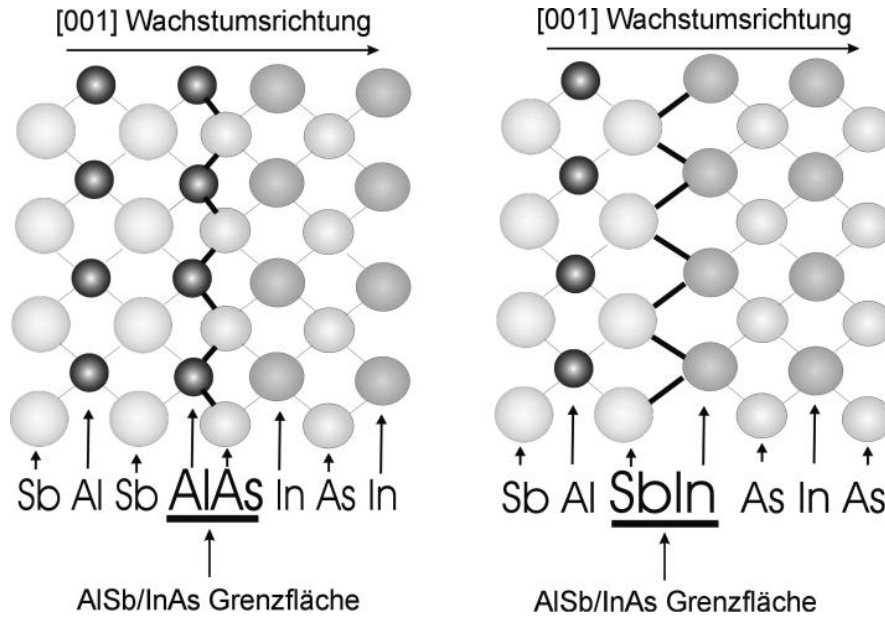


Abbildung 4.2: Mögliche Bindungen an der Grenzfläche von AlSb/InAs Heterostrukturen: AlAs-Grenzflächenbindungen links und InSb-Grenzflächenbindungen rechts. Skizziert ist ein Wachstum auf (001) orientiertem Substrat mit Ansicht in [010] Richtung, wobei sich die Atome in unterschiedlichen Ebenen befinden.

Migration Enhanced Epitaxy (MEE) Methode verwendet. Hierbei erfolgt der Wechsel der Molekular- bzw. Atomströme nicht synchron. Im Fall einer gewünschten InSb-Grenzfläche wird nach dem AlSb Wachstum zunächst die Al-Zelle geschlossen und die Oberfläche unter einem Sb-Fluss mit Antimon gesättigt. Anschließend wird die Sb-Zelle geschlossen und die In-Zelle für die Abscheidungszeit von einer Monolage geöffnet, bevor der As-Fluss dazu geschaltet wird. In analoger Weise wird vorgegangen, um vorwiegend AlAs-Grenzflächenbindungen zu erhalten. Auf diese Art kann der Einfluss der unterschiedlichen Grenzflächen untersucht werden. Im Fall einer InSb Grenzfläche liegt die Elektronenmobilität bei Raumtemperatur über $20000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und bei AlAs unter $5000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [83, 84]. Seit der Pionierarbeit von 1989 wurden alle InAs Quantentopfstrukturen mit der von Tuttle et al. präsentierten Zellenöffnungssequenz gewachsen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die MEE-Methode erweitert und optimiert.

4.2.1 Die neue Zellenöffnungssequenz

Die oben beschriebene „klassische“ Zellenöffnungssequenz für eine InSb Grenzfläche wurde durch zwei zusätzliche Wachstumsunterbrechungen (t , t_{As}) erweitert. Die erste Wachs-

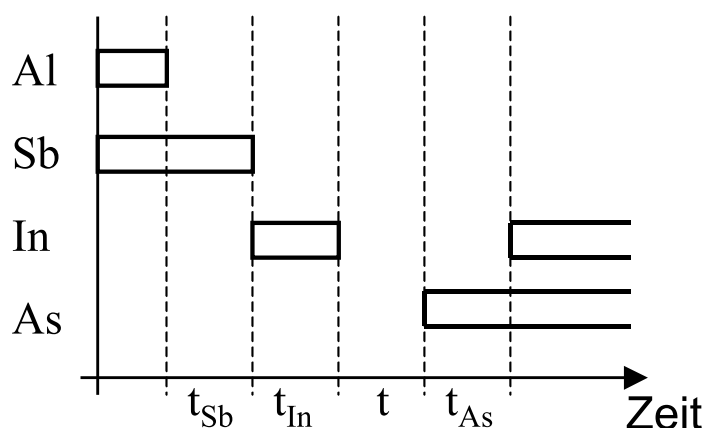


Abbildung 4.3: Zellenöffnungssequenz für das Wachstum einer InAs auf AlSb Grenzfläche mit InSb Bindungen. Die Wachstumsunterbrechungen t und t_{As} wurden der bisher verwendeten Sequenz hinzugefügt.

tumsunterbrechung (t_{Sb}) in Abb. 4.3 muss ausreichen, um die Waferoberfläche komplett mit Antimon zu bedecken. Sie sollte aber auch nicht zu lang sein, um die Anzahl an Fremdatomen an der Grenzfläche so klein wie möglich zu halten. In der Literatur findet man Werte zwischen 3 s und 15 s [85, 83], wobei im Rahmen dieser Arbeit eine Zeitspanne von 10 s verwendet wurde. Die Zeit der ersten In-Abscheidung (t_{In}) wurde von 0,5 bis 2 Monolagen variiert und die der zusätzlichen Unterbrechungen (t, t_{As}) von 0 s bis 30 s. Die übrigen Wachstumsparameter, sowie die Schichtfolge und Dicke wurden für die Grenzflächenuntersuchung konstant gehalten. Die Pufferschicht besteht aus 60 nm AlAs, 60 nm AlSb, gefolgt von 1800 nm GaSb. Die beiden Barrieren sind jeweils 24 nm dick und die InAs-Dicke beträgt 15 nm. Als Deckschicht dient eine 5 nm dicke GaSb Schicht.

4.2.2 Einfluss der Indium-Abscheidungszeit an der Grenzfläche

Die erste kritische Zeitspanne bezüglich der Zellenöffnungssequenz in Abb. 4.3 ist t_{In} , bei der eine Änderung von 5 s einen großen Unterschied in der Mobilität und Ladungsträgerdichte zur Folge hat, wie in Abb. 4.4 zu sehen ist. Außer der Variation von t_{In} wurden hierbei alle übrigen Parameter konstant gehalten ($t_{Sb} = 10$ s, $t = 5$ s, $t_{As} = 5$ s).

Solange die In-Menge nicht ausreicht, um die komplette Oberfläche zu bedecken, liegt eine

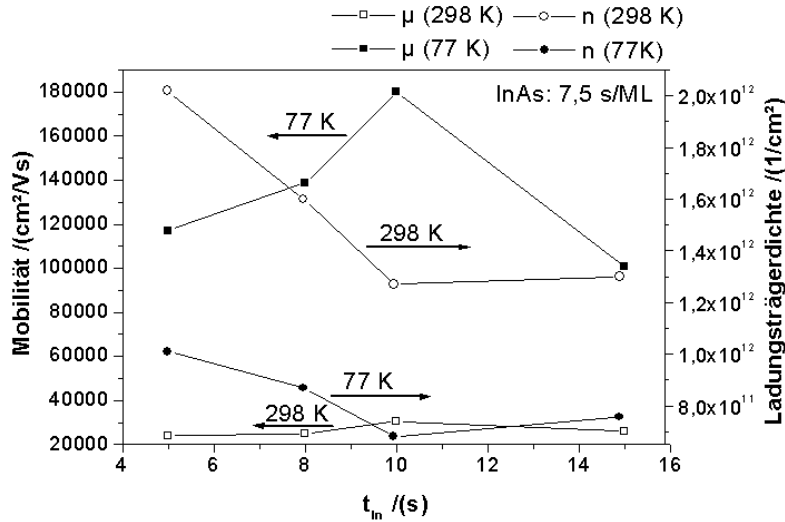


Abbildung 4.4: Elektronenmobilität und Ladungsträgerschichtkonzentration bei Raumtemperatur und 77 K in Abhängigkeit der In-Abscheidungsdauer (t_{In}).

Mischung unterschiedlicher Grenzflächenbindungen vor. Mit steigendem In-Anteil steigt die Mobilität zunächst an, bei sinkender Ladungsträgerdichte. Betrachtet man die Extremfälle einer Zellenöffnungssequenz für überwiegend AlAs- bzw. InSb-Grenzflächenbindungen, so hat der AlAs-Typ eine hohe Ladungsträgerdichte und eine niedrige Mobilität zur Folge [83, 84]. Zusammen mit den Beobachtungen einer As-für-Sb Austauschreaktion [83, 86] lässt sich schlussfolgern, dass durch den fünfsekundigen As-Fluss bei nicht komplett bedeckter In-Oberfläche ein As-für-Sb Austausch stattfindet und sich so ein Anteil des AlAs-Typs an der Grenzfläche bildet. Die Transporteigenschaften lassen sich damit bis $t_{In} = 7,5$ s erklären, was der Abscheidungszeit einer Monolage Indium entspricht. Die optimale Zeitspanne liegt jedoch darüber, bei etwa 10 s bzw. 1,3 Monolagen. Für zwei Monolagen (15 s) fällt die Mobilität dann wieder, bei einer geringfügigen Erhöhung der Ladungsträgerdichte, was die Theorie von Tamm-Zuständen unterstützt, worauf später noch näher eingegangen wird. Die bis 1,3 Monolagen Indium monoton fallende Ladungsträgerdichte und die monoton steigende Mobilität lassen auf die Verstärkung des selben Effektes schließen. Am wahrscheinlichsten ist dabei eine fortschreitende Unterbindung von As-Austauschreaktionen im AlSb. Ein Überschuss an Indiumatomen für die erste Monolage ist notwendig, wenn z.B. In-Atome wieder desorbieren oder Inselbildung während des Grenzflächenwachstums auftritt und so mehr Indium zum Bedecken der kompletten Oberfläche benötigt wird. Durch die MEE-Methode wird die spannungsinduzierte, einkristalline Inselbildung zwar weitgehend unterbunden, jedoch wurde ein starkes Absinken der RHEED-Intensität während der Indiumabscheidung beobachtet, was auf eine

Clusterbildung mit ungeordneten Oberflächenzuständen hindeutet. Diese Cluster können die Oberfläche ebenfalls aufräumen und so zu einem erhöhten Indiumbedarf führen. Die kompletten RHEED-Ergebnisse während des AlSb/InAs Grenzflächenwachstums werden detailliert im nächsten Kapitel beschrieben.

4.2.3 Einfluss der Arsen-Wachstumsunterbrechung auf die Transport- und Struktureigenschaften

In Abb. 4.5 ist die Elektronenmobilität und -dichte bei Raumtemperatur und 77 K in Abhängigkeit der As-Öffnungszeit (t_{As}) gezeigt. Es gibt eine optimale Zeitspanne von 6 s bis 20 s, die zu hohen Elektronenbeweglichkeiten von mehr als $225000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 77 K führt. Des weiteren sieht man, dass sowohl die Elektronenmobilität, als auch die Dichte, zwischen 5 s und 6 s der As-Öffnungszeit steigt.

Im Unterschied zu t_{In} in Abb. 4.4 folgt der Verlauf der Mobilitätskurve bei Raumtemperatur nicht dem der Tieftemperaturmessung, d.h. während der As-Wachstumsunterbrechung an der Grenzfläche laufen mehrere strukturelle Prozesse ab, die einen unterschiedlichen Einfluss auf die Transporteigenschaften haben. Der die Mobilität limitierende Faktor ist für $t_{As} < 20 \text{ s}$ ein anderer, als der für $t_{As} = 30 \text{ s}$, bei dem sowohl die Raumtemperaturmobilität wie auch die Tieftemperaturmobilität fällt. Die genauen atomaren Prozessabläufe werden in Kapitel 4.2.3.1 auf Seite 67 zusammengefasst.

Ein Anstieg der Elektronendichte bei längerer As-Öffnungszeit kann mit der Bildung von As-antisite Defekten erklärt werden. Beobachtet wurde dieser Effekt bisher beim AlAs Grenzflächentyp [83]: Wenn eine mit Al-Atomen abgeschlossene AlSb Schicht einem As-Fluss ausgesetzt wird, so verdrängen die As-Atome das Aluminium von der Oberfläche. Da Arsen in diesem Fall ein Donator ist, führt der As_{Al} -Defekt zu einer Erhöhung der Elektronendichte. Diese als As-soak Technik bezeichnete Methode wird auch zur Dotierung von Antimoniden eingesetzt [155]. Für den umgekehrten Fall an der oberen Grenzschicht, bei dem eine mit In-Atomen abgeschlossene InAs Schicht einem Sb-Fluss ausgesetzt wird, wurden keine Antisitedefekte beobachtet, was auf eine stärkere InAs-Bindung im Vergleich zur InSb-Bindung zurückzuführen ist.

As-antisite Defekte an der Grenzschicht führen zu einer signifikanten Reduzierung der Mobilität, wie beim AlAs Grenzflächentyp gezeigt wurde [83]. Hier sinkt die Mobilität monoton mit der As-Öffnungszeit, während die Elektronendichte monoton steigt. Beim InSb Grenzflächentyp hingegen bewirkt ein As-Fluss zunächst eine Erhöhung der Mobilität bei 77 K, gefolgt von einer Zeitspanne mit relativ konstanter Mobilität und Dichte, bevor die Mobilität für lange As-Zeiten sinkt und die Schichtladungsträgerkonzentration steigt (Abb. 4.5). Eine Wachstumsunterbrechung unter einem As-Fluss von 6 s bis 20 s

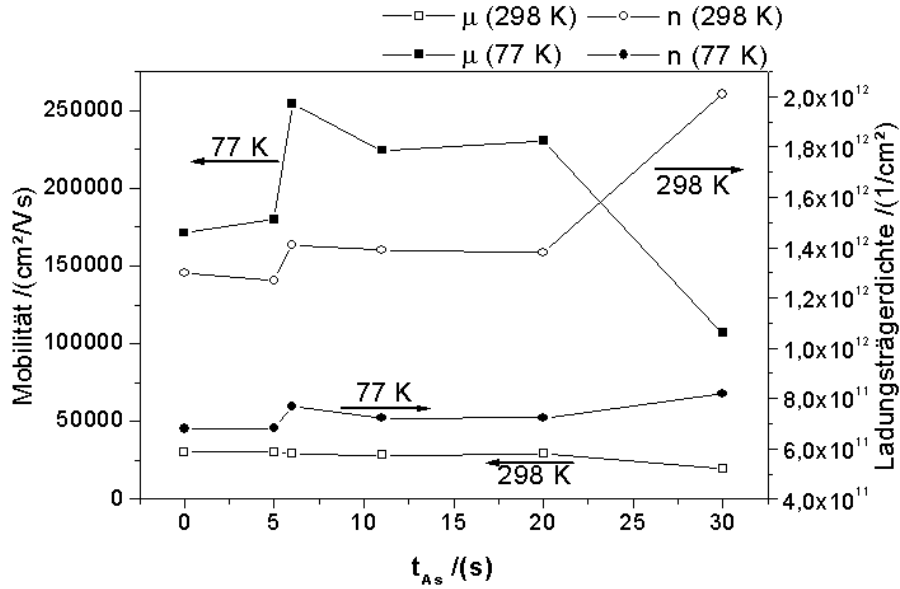


Abbildung 4.5: Elektronenmobilität und Ladungsträgerschichtkonzentration bei Raumtemperatur und 77 K in Abhängigkeit der As-Öffnungszeit (t_{As}).

hat im Fall einer InSb Grenzfläche einen positiven Effekt (höhere Mobilität), der nicht durch die Bildung von As-antisite Defekten erklärt werden kann.

Um den Einfluss des Arsens auf die Grenzfläche in situ zu untersuchen, wurden zeitaufgelöste RHEED-Spektren während des Grenzflächenwachstums aufgenommen. Aus Homogenitätsgründen wurden die Strukturen für die Transportuntersuchungen bei rotierendem Substrat gewachsen, während die RHEED Messungen separat und ohne Rotation erfolgten. In Abb. 4.6 sind die RHEED Intensitätskurven in $[1\bar{1}0]$ und $[110]$ Azimutorientierung zusammen mit den Oberflächenrekonstruktionsmustern für eine As-Wachstumsunterbrechung von 40 s gezeigt. Die gestrichelten Linien in Abb. 4.6 geben eine Zzellenshutteroperation an; die Zellen mit offenem Shutter stehen im oberen Teil des Diagramms. Man sieht, dass sowohl das Intensitätsprofil als auch das Rekonstruktionsmuster vom Azimutwinkel abhängen, was auf eine Anisotropie der Grenzflächeneigenschaften schließen lässt.

Während der ersten In-Abscheidung (13 s - 23 s) wechselt das RHEED-Muster langsam von der Sb-stabilisierten (1×3) zu einer In-stabilisierten (1×1) Rekonstruktion. Während dieser Zeitspanne ist zu jedem Zeitpunkt ein linienförmiges Muster zu beobachten, verbunden mit einer stark sinkenden Intensität, was auf eine Bildung ungeordneter Oberflächenbereiche hindeutet. Bleibt die Sb-Zelle während der Indiumabscheidung offen, entsteht ein punktförmiges Muster, wie in Abb. 4.7 gezeigt wird, was auf eine InSb-Inselbildung

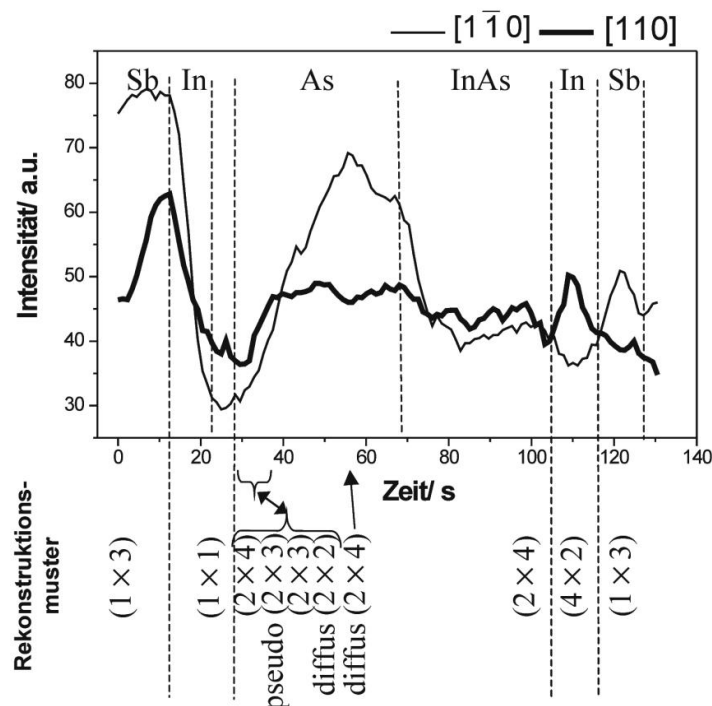


Abbildung 4.6: Zeitaufgelöste RHEED Intensitätsmessungen an der Hauptbeugungslinie in $[1\bar{1}0]$ und $[110]$ Orientierung. Die gestrichelten Linien geben eine Shutteroperation an, wobei die Zellen mit offenem Shutter im oberen Bereich des Diagramms stehen. Unter dem Diagramm sind die beobachteten RHEED Rekonstruktionsmuster angegeben.

zurückgeführt werden kann. Da hier die In- und Sb-Atome gleichzeitig die Oberfläche erreichen und migrieren, ist ein dreidimensionales Wachstum aufgrund der Grenzflächenspannungsminimierung schon früher energetisch bevorzugt. Bei der MEE-Methode ist das Antimon bereits fest eingebaut, d.h. es existieren chemische Verbindungen mit dem darunter liegendem Aluminium, bevor das Indium die Oberfläche erreicht. Ein Inselwachstum kann so weitgehend unterdrückt werden.

Wird bei dem MEE-Wachstum in Abb. 4.6 die As-Zelle geöffnet, wechselt das RHEED-Muster schlagartig für kurze Zeit zu (2×4) , was der As-stabilisierten InAs Rekonstruktion entspricht, bevor es zu einem pseudo- (3×2) Muster wird, bei dem die $1/3$ Bruchteilordnungslinien am Anfang einen zu großen Abstand haben, der sich mit der Zeit verringert und so zu einem (3×2) Muster führt. Nach weiteren 3 s wechselt das Rekonstruktionsmuster zu (2×2) mit schwachen und diffusen Bruchteilordnungslinien, das wiederum nach 20 s zu einem (2×4) Muster mit ebenfalls diffusen Bruchteilordnungslinien wird. Dieses Muster bleibt während des InAs Wachstums bestehen, wobei die Bruchteilordnungslinien



Abbildung 4.7: RHEED Bild nach 10 s InSb Wachstum auf AlSb ohne die MEE-Methode.

immer schärfer werden.

An der oberen Grenzfläche wechselt das RHEED Muster nur zweimal: beim Schließen der As-Zelle zur In-stabilisierten (4×2) Rekonstruktion und anschließend zur Sb-stabilisierten (1×3) Rekonstruktion, wenn die mit In-Atomen abgeschlossene InAs Schicht einem Sb-Fluss ausgesetzt wird, wobei das (1×3) Muster sowohl für InSb als auch für AlSb zu beobachten ist.

Die optimale In-Abscheidungszeit an der oberen Grenzfläche wurde von Nosho et al. mit 1,25 Monolagen Indium angegeben. Der benötigte Überschuss an Indiumatomen wird hier auf den scharfen Übergang des RHEED-Musters vom InAs zum AlSb zurückgeführt. Die In-Bedeckung bei einer InAs (2×4) Rekonstruktion ist dabei nicht ausreichend, um eine komplette InSb (1×3) Oberflächenlage zu erzeugen, was zu einer Leerstellenkonzentration von 25 % führt [88]. Um dies auszugleichen, wurde auch im Rahmen dieser Arbeit ein Indiumüberschuss an der oberen Grenzfläche angeboten.

Aus den wenigen und scharfen Übergängen, sowie den geringeren Intensitätsschwankungen an der oberen Grenzschicht, lässt sich bereits schließen, dass die AlSb auf InAs Grenzfläche abrupter ist, als die InAs auf AlSb Grenzfläche. Der häufige Wechsel des RHEED Musters an der unteren Grenzschicht deutet auf Interdiffusionsprozesse hin. In Analogie zu den Beobachtungen an GaSb/InAs Grenzflächen sind Sb-Atome die am wahrscheinlichsten diffundierende Spezies [89]. Bei der Sb-stabilisierten (1×3) Rekonstruktion befindet sich ein Überschuss an Sb-Atomen an der Oberfläche, die metallische Sb-Inseln bilden können. Dieses überschüssige Antimon kann wiederum an die In-Oberfläche diffundieren und somit zu den Veränderungen im RHEED Muster führen. Dies erklärt auch weswegen das

RHEED Muster während der In-Abscheidungsphase nur sehr langsam Richtung (1×1) wechselt und selbst am Ende die $1/3$ Linien nicht vollständig verschwunden sind. Beim Öffnen der As-Zelle ist dann für kurze Zeit das As-stabilisierte InAs-Rekonstruktionsmuster zu erkennen, bevor sich eine (2×3) Rekonstruktion einstellt, wie sie beim Wachsen von InAsSb auftritt [89]. Energetisch ist die InSb-Bindung gegenüber der InAs-Bindung nicht bevorzugt, da die erst genannte jedoch trotzdem auftritt, wird eine erhöhte Entropie als treibende Kraft für die Sb-Diffusion in InAs verantwortlich gemacht [89]. Für lange As-Zeiten gewinnt Arsen die Oberhand und das Rekonstruktionsmuster wechselt zur As-stabilisierten Phase (Abb. 4.6).

Betrachtet man jetzt die RHEED-Intensitätskurven in Abb. 4.6, so steigen sie zunächst während der Wachstumsunterbrechung unter einem Sb-Fluss an. Dieser Effekt kann bei jeder Wachstumsunterbrechung beobachtet werden und wird auf eine Glättung der Oberfläche, d.h. einer Reduzierung der Stufendichte, zurückgeführt [90]. An einer Grenzfläche führt dies zu einer Reduzierung der Grenzflächenrauigkeit und ist somit von Vorteil. Das anschließende Sinken der Intensität in beiden Azimutorientierungen beim Öffnen des In-Shutters ist durch den Beginn des Wachstums einer Monolage, also dem Start einer RHEED-Oszillation, erklärbar. Jedoch steigt die Intensität in Abb. 4.6 nicht mehr an, wie bei einer RHEED Oszillation zu erwarten ist, obwohl nach 10 s bereits eine In-Menge ausreichend für 1,3 Monolagen abgeschieden wurde. Am Ende der In-Abscheidungsphase (bei 20 s in Abb. 4.6) erreicht die Intensität das Hintergrundniveau der CCD-Kamera für den $[1\bar{1}0]$ Azimutwinkel.

Um kleine Intensitätsunterschiede nahe des Hintergrundniveaus beobachten zu können, wurde der Weisswert der CCD-Kamera möglichst nahe an den Schwarzwert gesetzt, so dass eine geringe RHEED-Intensität bereits einen Wechsel von schwarz nach weiß verursacht. Mit der erhöhten Empfindlichkeit für schwache Signale ist jetzt eine Oszillation während der In-Abscheidung erkennbar (Abb. 4.8). Die Intensitätserhöhung nach der In-Abscheidung ist durch die Wachstumsunterbrechung erklärbar, gefolgt von einer schlagartigen Intensitätserniedrigung beim Öffnen der As-Zelle. Beim anschließenden InAs Wachstum sind dagegen die Oszillationen nur zu erahnen.

Neben der bisher betrachteten maximalen Intensität ist die Reflexform und die Lage des Maximums von Interesse. In Abb. 4.9 ist das AlSb-Rekonstruktionsmuster in $[1\bar{1}0]$ -Richtung vor dem Grenzflächenwachstum zu sehen. Mit (a), (b) und (c) sind die möglichen Scanarten bezeichnet. Soll die maximale Intensität des Beugungssignals ausschlaggebend sein, wird die Rechteckform (a) gewählt. Dies ist der Fall bei Oszillationsmessungen, wobei in Abb. 4.9 der Weisswert für eine herkömmliche Oszillationsmessung zu niedrig ist und nur für den Fall einer anschließenden drastischen Intensitätserniedrigung, wie beim Grenzflächenwachstum, Sinn macht.

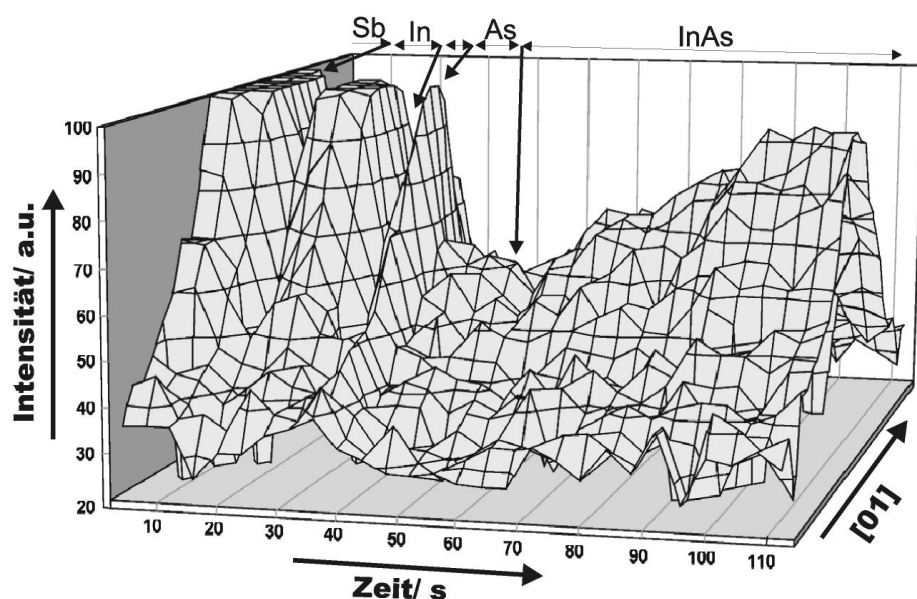


Abbildung 4.8: Zeitabhängige RHEED-Messung entlang der c -Linie von Abb. 4.9.

Zur Charakterisierung der Reflexform ist ein Scan entlang der $[10]$ -Richtung (b) und der $[01]$ -Richtung (c) erforderlich. In Abb. 4.8 wurde entlang der c -Linie gemessen ($[01]$ -Richtung). Eine Peakverbreiterung bzw. eine Zunahme der Halbwertsbreite ist nicht erkennbar. Ein Scan in $[10]$ Richtung ist in Abb. 4.10 gezeigt, wobei hier die Graustufen die Intensitätsverteilung wiedergeben. Von der In- bis zur As-Phase ist das Signal eher punktförmig, verbunden mit einer Verschiebung des Maximums weg vom Primärstrahl, was auf eine Aufrauhung der Oberfläche schließen lässt, die beim anschließendem InAs-Wachstum wieder verschwindet.

Die geringste Intensität wird kurz nach dem Öffnen der As-Zelle gemessen. Hier ist das Beugungsbild nahezu vollkommen verschwunden, was einen ungeordneten Oberflächenzustand anzeigt.

Unter der Annahme, dass der Grad der Unordnung mit der Grenzflächenrauigkeit korreliert, lässt sich zusammen mit den azimutwinkelabhängigen Messungen folgern, dass die Rauigkeit von der Kristallorientierung abhängt und in $[1\bar{1}0]$ Richtung höher ist, in der der Intensitätsunterschied größer ist und das RHEED Muster häufiger wechselt (Abb. 4.6).

Auf hochauflösenden TEM Bildern konnten tatsächlich ungeordnete Bereiche über der Grenzfläche beobachtet werden, wodurch zum ersten Mal ein direkter Zusammenhang zwischen dem Oberflächenzustand während des Grenzflächenwachstums und der atomaren Struktur im eingebauten Zustand gezeigt werden konnte [91]. In Abb. 4.11a ist die

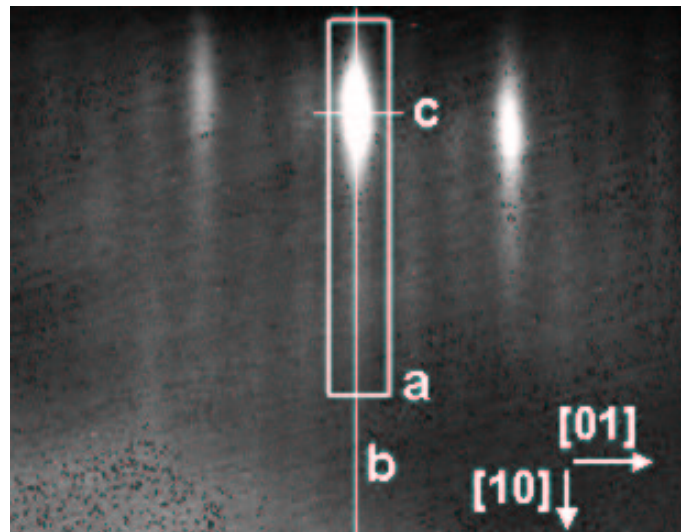


Abbildung 4.9: RHEED-Bild von AlSb in $[1\bar{1}0]$ Richtung. Das Rechteck (a) sowie die Linien (b) und (c) zeigen die verschiedenen Scanmöglichkeiten für die zeitaufgelösten Messungen.

periodische Gitterstruktur über die gesamte Grenzfläche sichtbar, während in 4.11b so viele Atome von der periodischen Gitterposition verschoben sind, dass in dem von der gestrichelten Linie umschlossenen Gebiet der Gitterkontrast verloren gegangen ist. Diese zum Amorphen tendierenden Bereiche können eine Quelle für Versetzungen sein (Abb. 4.11b), die dann durch den gesamten Quantentopf laufen. Desweiteren sind zwei Grenzflächenstufen in Abb. 4.11b zu sehen. Die Grenzflächenrauhigkeit setzt sich demnach aus unterschiedlichen Defektarten zusammen, die sich strukturell in drei Klassen einteilen lassen:

- Dreidimensionale Defekte, wie amorphe oder polykristalline Bereiche, deren Bildung sowohl kinetischen als auch thermodynamischen Ursprungs sein kann, und entweder auf eine Gitterfehlanpassung, Interdiffusion bzw. Austauschreaktion oder einer Kombination daraus zurückzuführen ist. Eine große Gitterfehlanpassung führt zur Inselbildung, die in manchen Strukturen erwünscht ist und als Quantendotwachstum bezeichnet wird [92]. Die Inselgröße und Dichte hängen von der Fehlanpassung und der Oberflächenenergie ab [93]. Beim Zusammenwachsen der Insel können dann Defektregionen entstehen. Durch Interdiffusion und Austauschreaktionen entstehen Phasen unterschiedlicher Stöchiometrie und Gitterkonstanten, die dann ebenfalls zu dreidimensionalen Defekten führen. Sowohl die Gitterfehlanpassung als auch die Interdiffusion kommen hier als mögliche Ursache in Betracht, da InSb eine Fehlanpassung von 5,6 % zu AlSb hat und Antimon zur Segregation in InAs neigt [94].

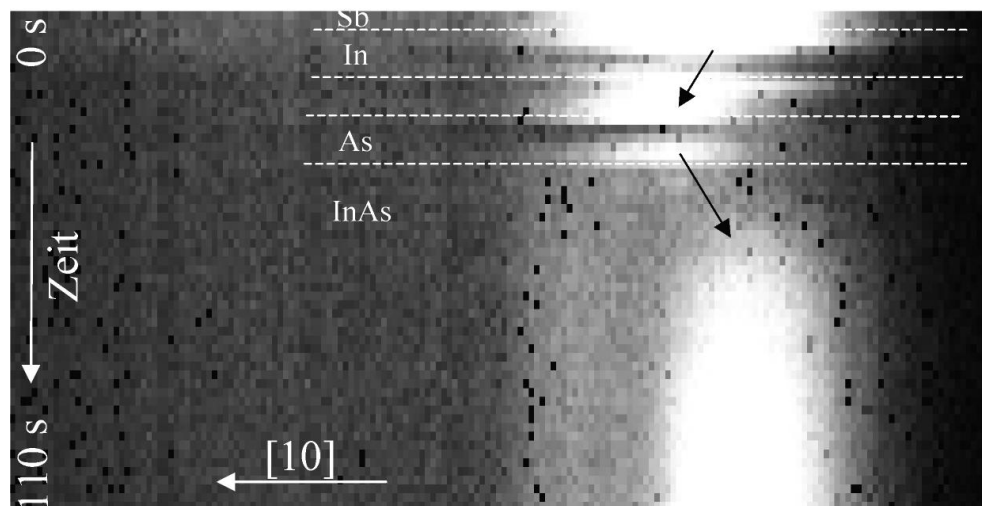


Abbildung 4.10: Zeitabhängige RHEED Messung entlang der Hauptbeugungslinie (b-Linie in Abb. 4.9). Zu sehen ist eine Verschiebung des Maximums verbunden mit einer reduzierten Längenausdehnung zwischen der Indium und InAs Phase.

Bei einer wie der hier verwendeten InSb Grenzfläche ist die Interdiffusion jedoch geringer als bei einer AlAs Grenzfläche [85].

- Eindimensionale Defekte, wie Versetzungen und Stufen. Stufen (wie in Abb. 4.11b zu sehen) entstehen durch den Wechsel der Elemente, wenn kein reines Lagen-bei-Lagen Wachstum stattfindet oder nicht genügend Atome zum Abschließen der Lage „angeboten“ werden. Die Anzahl der Stufen hängt sowohl von den Wachstumsparametern Temperatur und BEP¹ ab, als auch von der verwendeten Pufferschicht [95].
- Punktdefekte, wie Leerstellen, Fremdatome oder Antisitedefekte.

Die Defekte an der Grenzfläche können zum einen die Ladungsträgerkonzentration beeinflussen, indem sie als Elektronenquelle oder Elektronentraps² wirken, und zum anderen eine Reduzierung der Elektronenmobilität bewirken. Unter der Annahme, dass die atomare Zusammensetzung in den ungeordneten Bereichen in Abb. 4.11b gleich der des umgebenen InAs Gitters ist, wird ein Elektron, das durch den ungeordneten Bereich will, inelastische Phonon-Elektron Streuprozesse erfahren und somit an Energie, d.h. Mobilität verlieren. Die maximale Rauigkeit (wobei Rauigkeit hier als ungeordneter Bereich definiert wird), die bei den TEM-Proben beobachtet wurde, beträgt drei Monolagen für die

¹BEP = Beam Equivalent Pressure

²trap (engl.) = Einfangzentrum

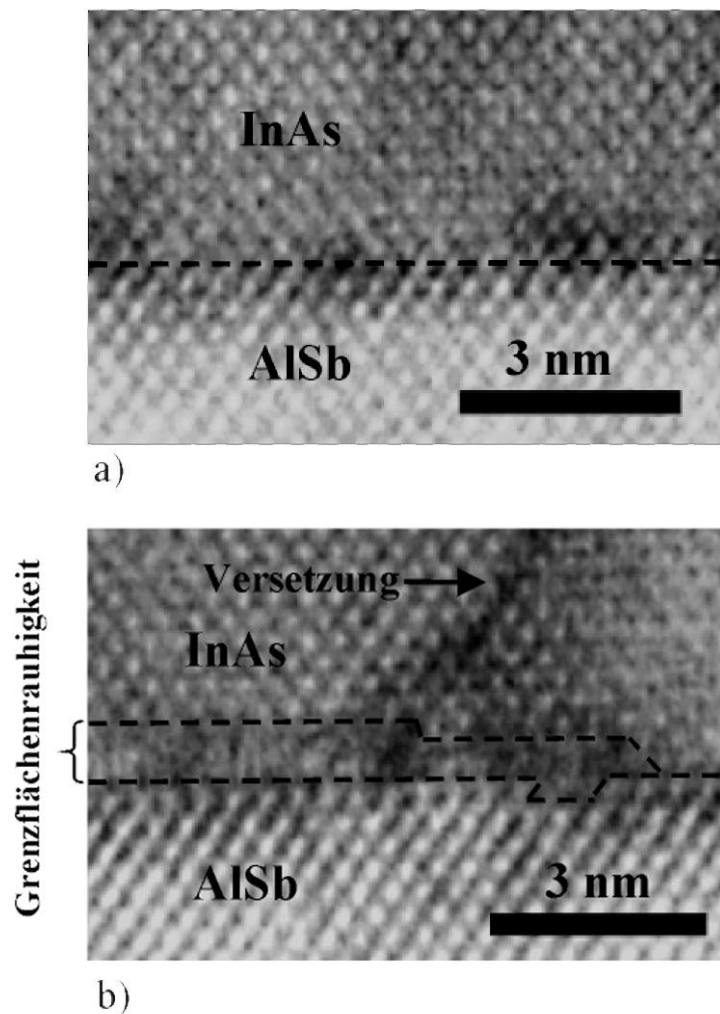


Abbildung 4.11: XTEM Bilder der unteren Grenzschicht (a) ohne dreidimensionale Defekte und (b) mit ungeordneten Bereichen. Das von der gestrichelten Linie umschlossene Gebiet zeigt die Grenzflächenrauigkeit, wobei die untere Linie die Grenzfläche markiert. Eine Versetzung hat sich direkt über dem ungeordneten Gebiet gebildet und verläuft durch den Quantentopf. Die Bilder zeigen die $(1\bar{1}0)$ Ebene, mit der Wachstumsrichtung von unten nach oben.

untere Grenzschicht. Ein Großteil der Grenzfläche weist jedoch einen geringeren Grad an Unordnung auf, wie ausschnittsweise in Abb. 4.11a zu sehen ist. Der Gitterkontrast ist hier zwar über die gesamte Grenzfläche sichtbar, allerdings sind z.T. ungleiche Gitterabstände und nicht klar abzugrenzende Gitterpunkte zu erkennen, die auf Verspannungen und Defekte kleinerer Dimension hindeuten.

Für die obere Grenzschicht konnte lediglich ein ungeordneter Bereich ausgemacht werden (Abb. 4.12b) und selbst hier ist der atomare Gitterkontrast nicht vollständig verschwunden, so dass der Unordnungsgrad an der oberen Grenzschicht als niedriger anzusehen ist. Der überwiegende Teil der oberen Grenzschicht weist keine Defekte auf (Abb. 4.12a). Die TEM-Bilder bestätigen damit die RHEED-Ergebnisse und zeigen, dass das InAs auf AlSb Wachstum problematischer ist.

Neben einem größeren Grad an Unordnung kann anhand der TEM-Bilder ein weiterer Grund erkannt werden, weswegen die untere Grenzschicht einen größeren Einfluss auf die Transporteigenschaften im Quantentopf hat: Die Grenzflächenrauhigkeit bildet sich immer in Wachstumsrichtung aus, wie in Abb. 4.12b, 4.11b und 4.14 zu sehen ist. Für die untere Grenzfläche befindet sich die Rauigkeit im InAs-Topf, während sie sich für die obere Grenzfläche in der AlSb-Barriere befindet. Da die Elektronen im InAs fließen, hat die Rauigkeit an der unteren Grenzschicht einen stärkeren Einfluss auf die Elektronenmobilität. Der größere Einfluss der unteren Grenzfläche auf die Transporteigenschaften wurde bereits anhand von Hallmessungen an Proben mit unterschiedlichen Grenzflächentypen für die untere und obere Grenzfläche gezeigt [83].

Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit der Wachstumsoptimierung speziell für die untere Grenzschicht, was durch die Einführung einer Wachstumsunterbrechung unter einem As-Fluss möglich ist, wie die Transportmessungen in Abb. 4.5 gezeigt haben.

Bei den RHEED-Intensitätskurven in Abb. 4.6 wurde bereits der Verlauf während der Sb-Wachstumsunterbrechung und der ersten In-Abscheidung besprochen, an die sich jetzt die As-Wachstumsunterbrechung anschließt. Wird die mit Indium abgeschlossene Oberfläche bei $t = 30$ s in Abb. 4.6 einem As-Fluss ausgesetzt, so steigt die RHEED Intensität wieder an und erreicht ein Maximum für die $[1\bar{1}0]$ Orientierung nach 25 s As-Fluss. Da hier die Oberfläche lediglich einem As-Fluss ausgesetzt ist, steigt die Intensität während einer Wachstumsunterbrechung. Dies unterscheidet die hier verwendete Shuttersequenz von der anderer Gruppen, die die As-Zelle bei offener In-Zelle öffnen [83, 85, 96, 97, 98]. In diesem Fall steigt die Intensität ebenfalls, jedoch bei fortschreitendem Wachstum [98]. Bei der Probe mit $t_{As} = 0$ s in Abb. 4.5 wurde eine solche Shuttersequenz benutzt, bei der die As-Zelle aufgeht, während die In-Zelle offen bleibt. Die niedrigere Elektronenmobilität dieser Probe, verglichen mit $t_{As} = 6$ s, 10 s und 20 s zeigt indirekt, dass die Grenzflächenqualität durch die Einführung einer As-Wachstumsunterbrechung verbessert werden kann.

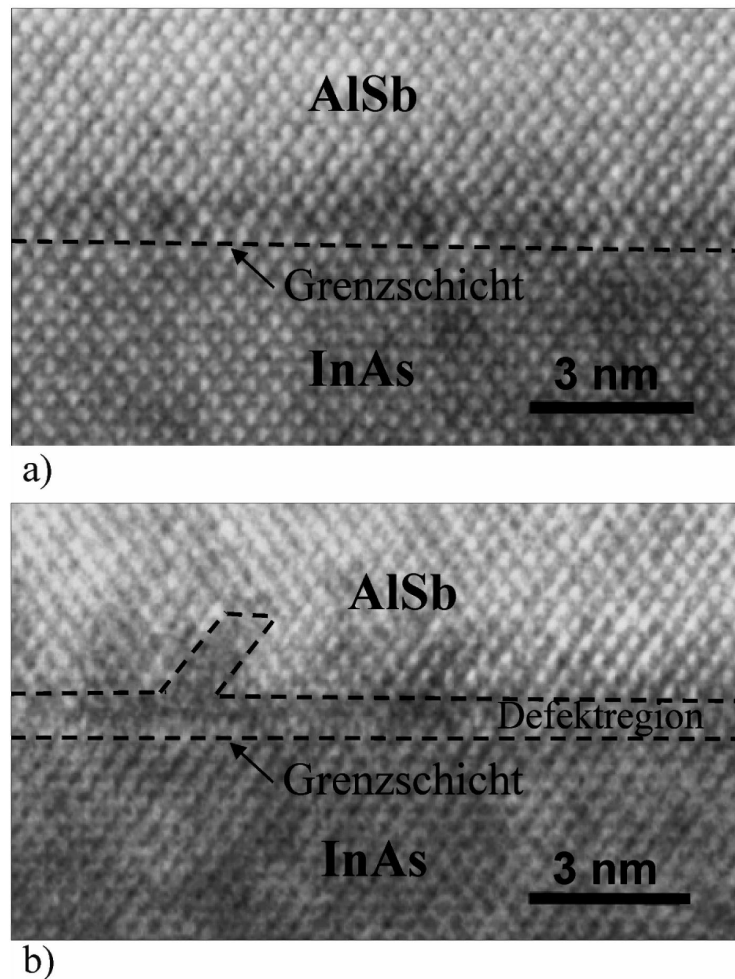


Abbildung 4.12: XTEM Bilder der oberen Grenzschicht (a) ohne und (b) mit Defekten. Zu sehen ist die $(1\bar{1}0)$ Ebene, mit der Wachstumsrichtung von unten nach oben.

Zunächst nicht erklärbar sind jedoch die niedrigen Mobilitäten für $t_{As} = 5$ s und 30 s, sowie das Maximum für 6 s.

Um die Abhängigkeit der Mobilität von der As-Zeit zu untersuchen, wurden zeitaufgelöste RHEED-Intensitätsmessungen für $t_{As} = 0$ s, 5 s, 15 s, 20 s und 30 s durchgeführt.

In Abb. 4.13 links sieht man, dass die Intensitätskurven von $t_{As} = 0$ s und $t_{As} = 5$ s ähnlich sind, bis auf die Verschiebung in der Zeitachse aufgrund der Wachstumsunterbrechungen. Schaut man sich die zugehörigen Transporteigenschaften an, so sind auch diese vergleichbar (Abb. 4.5). Der Intensitätsverlauf ist demnach ein Indikator für die Grenzflächenqualität und damit für die Transporteigenschaften. Für längere As-Zeiten entsteht ein Peak in der Intensitätskurve (Abb. 4.13b), wobei für $t_{As} < 25$ s das Maximum mit

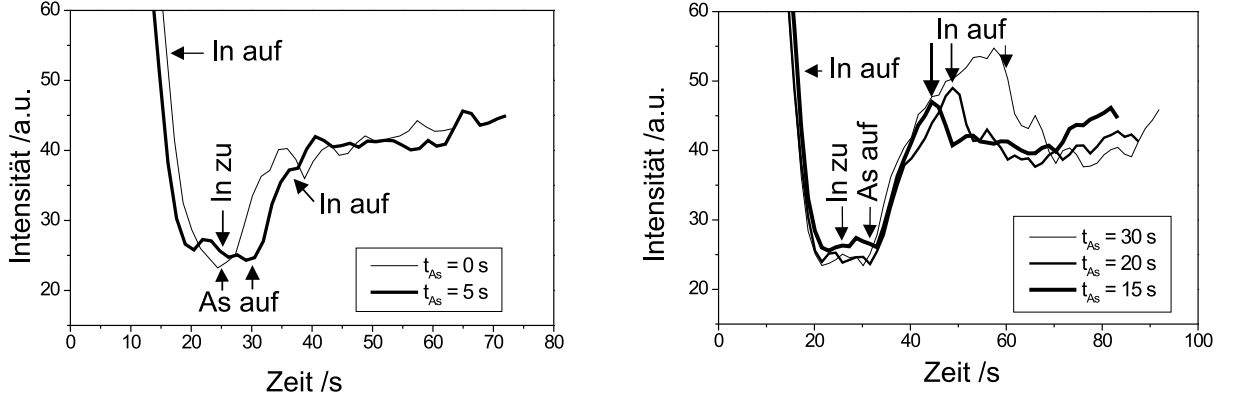


Abbildung 4.13: Zeitaufgelöste RHEED-Intensitätsmessungen in $[1\bar{1}0]$ Orientierung für unterschiedliche As-Zeiten.

dem Öffnen der In-Zelle zusammen fällt, während für längere As-Zeiten die Intensität bereits wieder fällt, bevor der In-Shutter aufgeht. Korreliert man die Intensitätsverläufe mit den Transporteigenschaften, so erhält man nur dann eine hohe Tieftemperaturmobilität, wenn t_{As} ausreichend für eine Intensitätserhöhung auf mindestens das unterste Niveau des InAs-Wachstums ist und die In-Zelle geöffnet wird bevor die Intensität wieder fällt. Die As-Wachstumsunterbrechung kann demnach in drei Bereiche unterteilt werden:

- $t_{As} \leq 5$ s: Die RHEED-Intensität am Ende der As-Wachstumsunterbrechung ist niedriger als die für das InAs-Wachstum. Die Ladungsträgerdichte ist gering und die Elektronenmobilität liegt im mittleren Bereich.
- $5 \text{ s} < t_{As} < 25$ s: Der Intensitätsverlauf weist einen Peak auf, der mit dem Aufgehen des In-Shutters zusammen fällt. Die Elektronendichte ist mittelmäßig und die Tieftemperaturmobilität ist hoch.
- $t_{As} \geq 25$ s: Die Intensität sinkt am Ende der As-Wachstumsunterbrechung und die Elektronendichte ist hoch, während die Mobilität niedrig ist.

Strukturell können diese drei Bereiche durch eine Sb-Segregation in InAs und As-Austauschreaktionen erklärt werden. Mit STM-Untersuchungen konnte eine Sb-Segregation in InAs nachgewiesen werden [99, 94]. Aufgrund von Relaxationsprozessen an der Oberfläche von $(1\bar{1}0)$ Ebenen, ragt die lange InSb-Bindung aus dem InAs heraus und sorgt somit für einen

hellen Kontrastpunkt [100]. Im Gegensatz dazu erscheint die kurze AlAs-Bindung dunkel. Der Kontrast, der in diesem Fall mehr durch die Topographie als durch elektronische Zustände beeinflusst wird, kann somit für eine qualitative Analyse im atomaren Bereich eingesetzt werden. Mit dieser Methode wurden auch As-für-Sb Austauschreaktionen durch einen As-soak an GaSb/InAs Grenzflächen nachgewiesen [86]. Auf den TEM-Bildern hingegen wird nicht nur die oberste relaxierte Atomreihe abgebildet, sondern es wird ein gemittelter Zustand über viele Gitterebenen gezeigt, wodurch der eigentliche Grad an Unordnung besser sichtbar wird. In Abb. 4.14 ist ein Grenzflächenbereich gezeigt, bei dem neben dem ungeordneten Bereich von 1 bis 3 Monolagen direkt über der Grenzfläche noch weitere Bereiche in der InAs-Schicht existieren, die ebenfalls nur einen schwachen Gitterkontrast aufweisen. Generell ist zu beobachten, dass der InAs-Gitterkontrast stärker wird, je weiter man von der Grenzfläche entfernt ist. In Verbindung mit den oben erwähnten STM-Untersuchungen kann dies entweder auf Verunreinigungen durch eine Sb-Segregation oder auf den Einbau von Sb-Hintergrundatomen aus dem Vakuum zurückgeführt werden.

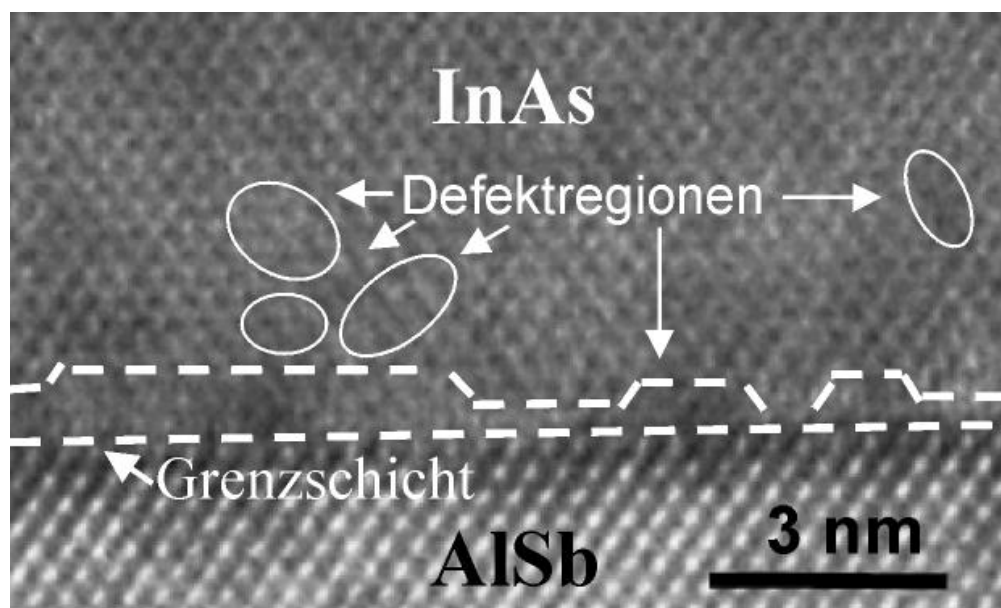


Abbildung 4.14: XTEM Bild einer $(1\bar{1}0)$ Ebene der unteren Grenzschicht mit Defektregionen im InAs.

4.2.3.1 Atomarer Ablauf während der As-Wachstumsunterbrechung

Aus den oben genannten Beobachtungen und den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten RHEED and TEM Untersuchungen kann ein Gesamtbild der während der As-Wachstumsunterbrechung ablaufenden Prozesse entworfen werden:

Für $t_{As} \leq 5$ s kann man annehmen, dass Antimon in die ersten InAs Monolagen segregiert und dies zu ungeordneten Bereichen über der Grenzfläche führt. Bei mittleren As-Zeiten findet dann genügend As-für-Sb Austausch statt, um die Sb-Segregation zu minimieren, was zu einer Verringerung der Streuzentren und somit einer höheren Mobilität bei 77 K führt.

Bei Raumtemperatur steigt dagegen die Mobilität für mittlere As-Zeiten nicht (Abb. 4.5 auf Seite 56). Dies kann damit erklärt werden, dass bei Raumtemperatur Phononenstreuung der limitierende Faktor ist und nicht Streuung an Fremdatomen [25]. Eine Streuung an Fremdatomen sollte dagegen bei tiefen Temperaturen dominieren. Die Mobilitätssteigerung bei 77 K Kennlinie unterstützt somit die Annahme einer reduzierten Sb-Segregation.

Der Anstieg der Ladungsträgerdichte bei $t_{As} = 6$ s kann zum einen von der Antisitedefektbildung herrühren, aber auch mit einer Reduzierung der Elektronentraps begründet werden. Die zusätzlichen Energieniveaus, die als Traps wirken, können dabei von den Defektregionen an der Grenzfläche verursacht werden. Für die letztgenannte Version, also die der Elektronentraps, spricht, dass für mittlere As-Zeiten die Kurven der Ladungsträgerdichte und der Mobilität für 77 K auf hohem Niveau nahezu konstant bleiben (Abb. 4.5). Bei der Bildung von Antisitedefekten ist zu erwarten, dass die Mobilität rapide fällt, bei einer stetigen Erhöhung der Ladungsträgerdichte. Eine merkliche Anzahl von Antisitedefekten hat sich demnach bei mittleren As-Zeiten nicht gebildet. Vielmehr findet ein weiterer As-für-Sb Austausch statt, so dass die InSb-Grenzfläche allmählich zu einer AlAs-Grenzfläche wird. Bei optimalen Wachstumsbedingungen und Shuttersequenzen wurde bereits von AlAs-Grenzflächen ohne merkliche strukturelle Degradation berichtet [86, 101], woraus gefolgert werden kann, dass für mittlere As-Zeiten zwischen 5 s und 25 s der Anteil an AlAs Bindungen an der Grenzfläche zunimmt, aber trotzdem hohe Mobilitäten möglich sind. Damit lässt sich der mittlere As-Bereich mit relativ konstanten Transporteigenschaften erklären. Bei langen As-Zeiten ($t_{As} > 25$ s) findet schließlich auch eine Durchdringung der AlSb-Schicht mit Arsen statt, was zur Aufrauung der Grenzschicht und zur Bildung von As_{Al} -Antisitedefekten führt, wie durch eine Zunahme der Elektronendichte bei gleichzeitiger Reduzierung der Mobilität in Abb. 4.5 zu beobachten ist. Die maximale Mobilität wurde für $t_{As} = 6$ s gemessen. Nach 6 s erreicht die Intensität unter einem As-Fluss das untere Niveau für das InAs Wachstum in beiden Azimutorientierungen. Dies ist die optimale Zeit für eine Wachstumsunterbrechung unter einem As-Fluss.

4.2.4 Einfluss der Wachstumsunterbrechung ($t + t_{As}$) und der Pufferschicht auf die Transporteigenschaften

Tabelle 4.1: Hall-Daten bei Raumtemperatur für AlSb/InAs QWs

Dotierung/ ($1/\text{cm}^2$)	Mobilität/ (cm^2/Vs)	$d_{\text{InAs}}/$ nm	InSb-Grenzfläche	Barriere/ nm	Pufferschicht	Literatur
1,40E+12	3000	5,5	ohne Wachstumspause	50	SL(GaAs/AlGaAs) + 50nm AlSb + $1\mu\text{m}$ GaSb + $1\mu\text{m}$ AlSb + SL	[113]
1,96E+12	6400	6	mit Wachstumspause	15	80nm GaAs + 500nm GaSb	diese Arbeit
1,05E+12	27000	15	ohne Wachstumspause	50	100nm AlSb + $1\mu\text{m}$ GaSb + $1\mu\text{m}$ AlSb + SL	[83]
1,8E+12	27500	15	mit Wachstumspause	15	80 nm GaAs + 500nm GaSb	diese Arbeit
4,02E+12	16500	15	ohne Wachstumspause	15	80 nm GaAs + 500nm GaSb	diese Arbeit
1,3E+12	30250	15	ohne Wachstumspause	24	60nm AlAs + 70nm AlSb + $1,8\mu\text{m}$ GaSb	diese Arbeit
1,27E+12	30470	15	mit Wachstumspause	24	60nm AlAs + 70nm AlSb + $1,8\mu\text{m}$ GaSb	diese Arbeit

Eine kurze Wachstumsunterbrechung dient einer Glättung der Oberfläche und wird beim Pufferschichtwachstum, meist im Zusammenhang mit superlattice-Strukturen (SL) eingesetzt. Da keine neuen Gruppe III-Atome, d.h. in unserem Fall gar keine Atome, die Oberfläche erreichen, ist die Diffusionslänge der bereits an der Oberfläche sorbierten Atome erhöht, wodurch Versetzungen gestoppt werden können. Die Methode der Wachstumsunterbrechung wird hier erstmals direkt an der Grenzfläche zur aktiven InAs-Schicht eingesetzt und in Abhängigkeit der Pufferschicht untersucht. In Tab. 4.1 ist die Elektronenmobilität und -dichte in Abhängigkeit einer Wachstumsunterbrechung und der Pufferschicht gegenübergestellt. Darüber hinaus sind Vergleichswerte aus der Literatur angegeben. Bei allen in der Tabelle aufgeführten Strukturen wurde der InSb-Grenzflächentyp verwendet. Bei den Strukturen ohne Wachstumsunterbrechung geht der In-Shutter nur einmal während des gesamten InAs-Wachstums auf und zu, d.h. bezüglich der eingeführten Shuttersequenz in Abb. 4.3 auf Seite 53 sind $t = 0$ s und $t_{As} = 0$ s. Wie bereits erwähnt, entspricht dies der herkömmlichen Sequenz, wie sie von den meisten MBE-Gruppen verwendet wird. Die Strukturen mit Wachstumsunterbrechung beinhalten nach der ersten In-Abscheidung (t_{In}) eine fünfsekundige Pause mit geschlossenen Shuttern ($t = 5$ s), danach wird die As-Zelle geöffnet, bevor nach weiteren 5 s der In-Shutter wieder aufgeht ($t_{As} = 5$ s).

Vergleicht man die Mobilitäten bei dünner Pufferschicht (80 nm GaAs und 500 nm GaSb), so bedeutet die höhere Mobilität des Wafers mit Wachstumspause eine reduzierte Defektdichte im InAs. Die gemessenen Mobilitäten sind sogar etwas höher, als die Vergleichswerte aus der Literatur, bei denen ein komplexer Puffer verwendet wurde.

In Abb. 4.15 sind zwei Versetzungen zu sehen, die ihren Ursprung am gitterfehlangepassten Übergang vom Substrat zur Pufferschicht haben. Die rechte Versetzung wird an der AlSb/InAs Grenzschicht gestoppt. Dieser Wafer wurde mit der Wachstumsunterbrechung gewachsen.

Bei Verwendung der optimierten Pufferschicht (60 nm AlAs, 70 nm AlSb, 1,8 μm GaSb) ist dagegen kein Mobilitätsunterschied zwischen den beiden Shuttersequenzen messbar. Die Anzahl der Versetzungen, die durch die Pufferschicht gehen und den Quantentopf erreichen, ist bei der optimierten Pufferschicht gering.

Aus diesen Untersuchungen und im Vergleich zu den Literaturwerten kann man schließen, dass sich bereits bei geringer Pufferschichtdicke akzeptable Beweglichkeiten erzielen lassen, wenn eine zusätzliche Wachstumsunterbrechung am Quantentopf eingeführt wird. Die unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen im InAs hängen unter anderem von der Dicke der oberen AlSb Barriere ab. Durch das Fermi-niveau-pinning ist die Dotierung im InAs umso höher, je näher der Quantentopf an der Oberfläche liegt [102]. Vergleicht man die Wafer mit konstanter 15 nm Barriere und 500 nm GaSb Puffer, so verhält sich die Dotierung umgekehrt proportional zur Mobilität, d.h. die Defektreduzierung durch die Wachstumsunterbrechung an der Grenzfläche, reduziert die Ladungsträgerkonzentration und erhöht die Elektronenmobilität.

Bei einem effektiven Puffer hat die Wachstumsunterbrechung jedoch keinen messbaren Einfluss.

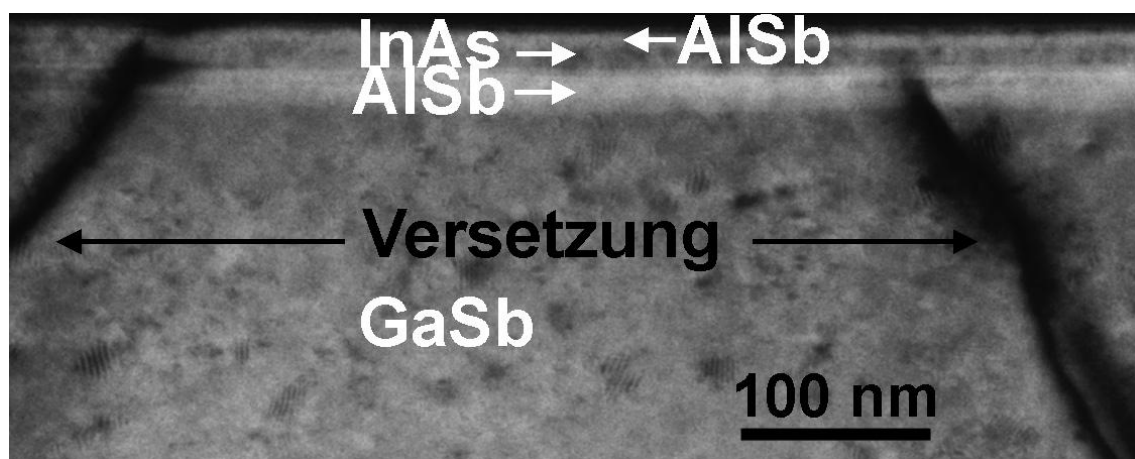


Abbildung 4.15: XTEM Bild mit zwei Versetzungen, die an der Gitterfehlangepassung zwischen dem Substrat und der Pufferschicht entstanden sind. Die rechte Versetzung wird an der AlSb/InAs Grenzfläche gestoppt.

4.2.5 Shubnikov-de Haas und Quantum Hall-Effekt in Abhängigkeit der Grenzflächenbedingungen

In Abb. 4.16 sind die Magnetotransportmessungen bei 1,3 K in Abhängigkeit der As-Wachstumsunterbrechung gezeigt³. Auf den Bildern links sind die SdH-Oszillationen bei geringer magnetischer Flussdichte (B) zu sehen und rechts die für hohe Flussdichten, inklusive des Quantum-Hall Effekts.

Der Widerstand R_{xx} ⁴ kann dabei mit folgender Gleichung beschrieben werden [27]:

$$R_{xx} = \frac{2\pi^2 m^* k_B T}{\hbar e B \sinh\left(\frac{2\pi^2 m^* k_B T}{\hbar e B}\right)} \exp\left(\frac{-\pi}{\omega_c \tau}\right) \cos\left(\frac{2\pi^2 \hbar n_e}{e B}\right), \quad (4.1)$$

mit der effektiven Masse m^* , der Boltzmann Konstanten k_B , der Temperatur T , der Planckschen Konstante \hbar , der Elementarladung e , der magnetischen Flussdichte B , der Zyklotronresonanzfrequenz ω_c , der Streuzeit τ und der Elektronenladungsträgerkonzentration im 2DEG n_e .

Durch eine Auftragung von R_{xx} über $1/B$ werden die Oszillationen unverzerrt wiedergegeben (Abb. 4.16 links). Für die Wellenlänge der Oszillation ist der cos-Term in Gleichung 4.1 verantwortlich, der eine Funktion der Ladungsträgerkonzentration im 2DEG und der magnetischen Flussdichte ist. Die Ladungsträgerkonzentration n_e ergibt sich somit für eine Periode B_n zu:

$$\frac{1}{B_n} - \frac{1}{B_{n+1}} = \frac{2e}{h n_e}. \quad (4.2)$$

Die Ladungsträgerkonzentrationen und die Anzahl der besetzten Leitungsbänder können direkt über eine Fouriertransformation der $1/B$ Auftragung abgelesen werden. Bei allen Proben in Abb. 4.16 ist keine Überlagerung mehrerer Wellenfunktionen zu erkennen, wie das Auftreten einer Frequenz belegt. Da nur das erste Leitungsband besetzt ist, spricht man deshalb von einem wahren 2DEG.

Unter Verwendung einer Wachstumsunterbrechung an der Grenzfläche sind die SdH-Oszillationen schon bei kleiner magnetischer Flussdichte sichtbar. Für $t_{As} = 5$ s erscheinen die Oszillationen bereits ab 0,5 T ($2T^{-1}$), was für eine hohe Qualität des 2DEG spricht. Dieser Wafer ist jedoch inhomogen. Während die Transporteigenschaften in der Mitte des $t_{As} = 5$ s mit denen des $t_{As} = 0$ s Wafers übereinstimmen, kann für einige Randbereiche eine höhere Mobilität gemessen werden. Diese Inhomogenität kann durch eine nicht optimale Rotationsgeschwindigkeit des Wafers beim Grenzflächenwachstum erklärt werden,

³Die Messungen wurden in Saclay (Frankreich), am Département de Recherche sur l'Etat condensé, durchgeführt.

⁴Zur Definition von R_{xx} siehe auch Kap. 2.4.

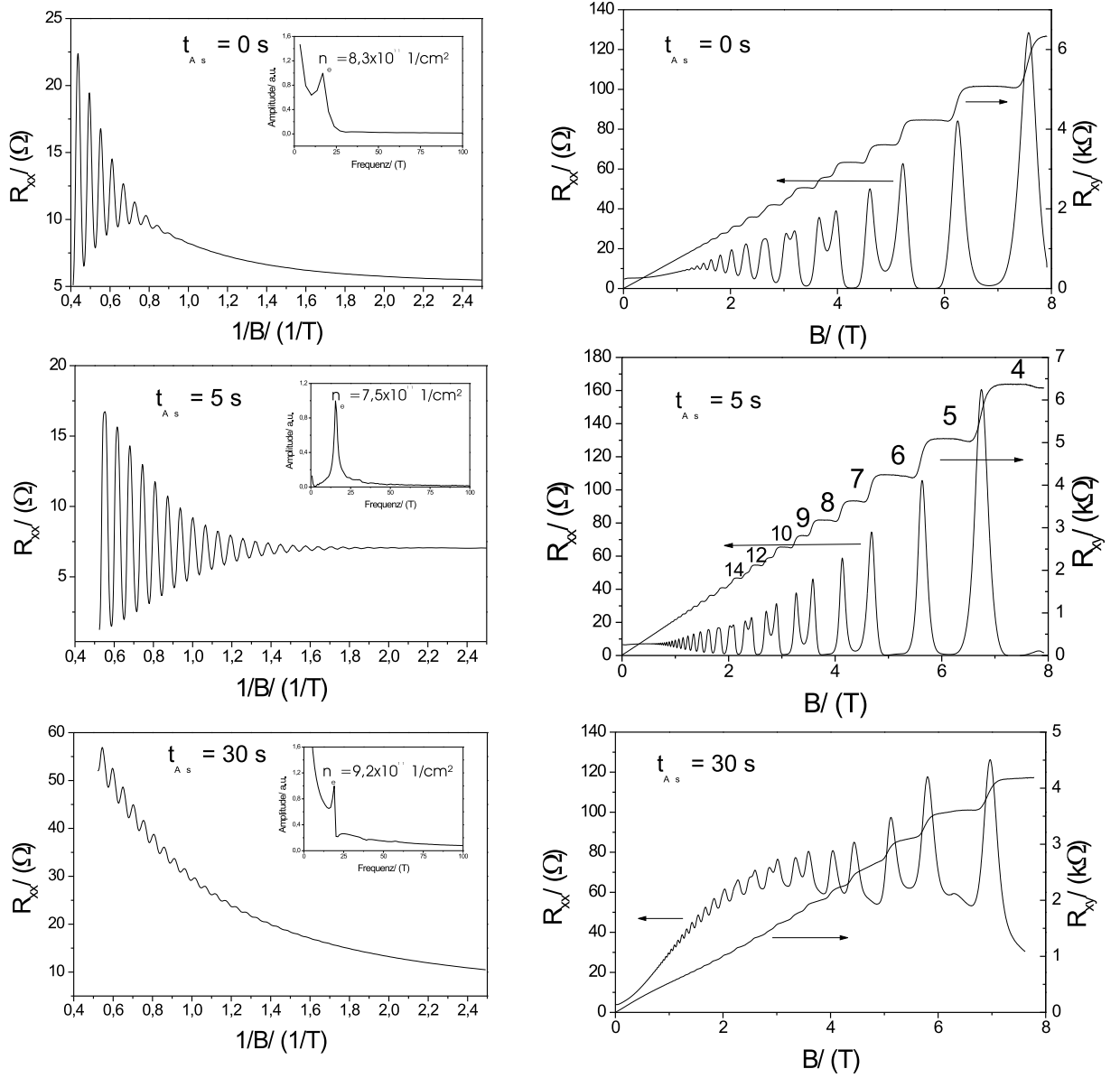


Abbildung 4.16: SdH-Oszillationen und Quanten-Hall-Effekt Messungen bei 1,3 K mit unterschiedlichen Wachstumsunterbrechungszeiten unter einem As-Fluss an der AlSb/InAs Grenzfläche. Die Abbildungen auf der linken Seite zeigen die SdH-Oszillationen bei geringer magnetischer Flussdichte. In den Einsätzen ist die Fouriertransformation der $1/B$ -Auftragung gezeigt, aus der die Ladungsträgerdichte im 2DEG hervorgeht. Auf der rechten Seite sind für hohe magnetische Flussdichten die SdH-Oszillationen und die Quanten-Hall-Effekt Messungen zu sehen, wobei in der Abbildung Mitte-Rechts die Füllfaktoren indiziert sind.

was sich besonders an den Randbereichen bemerkbar macht. Die Probe für $t_{As} = 5$ s in Abb. 4.16 stammt von einem Randbereich, der offenbar einem höheren As-Fluss ausgesetzt war, da hier die Transporteigenschaften des Wafers denen für As-Zeiten zwischen 6 s und 20 s gleichen.

Um Oszillationen bei kleiner Flussdichte B sichtbar zu machen, benötigt man eine möglichst geringe Verbreiterung der Landau Niveaus. Wie aus Gleichung 4.1 hervorgeht, ist dies für tiefe Temperaturen, eine geringe effektive Masse (m^*), sowie eine große Zeit zwischen zwei Stößen eines Elektrons (τ) der Fall. Ferner hilft eine lange Oszillationsperiode, also ein kleines n_e , die Oszillationen früh zu erkennen. Geht man von konstanten Werten für m^* , n und T aus, so muss τ besonders groß sein, um frühe Oszillationen in Abb. 4.16 zu ermöglichen.

τ kann aus Gleichung 4.1 berechnet werden, sofern die effektive Masse bekannt ist. Diese ergibt sich wiederum aus Untersuchungen der Oszillationsamplitude bei unterschiedlichen Temperaturen und kleiner magnetischer Flussdichte.

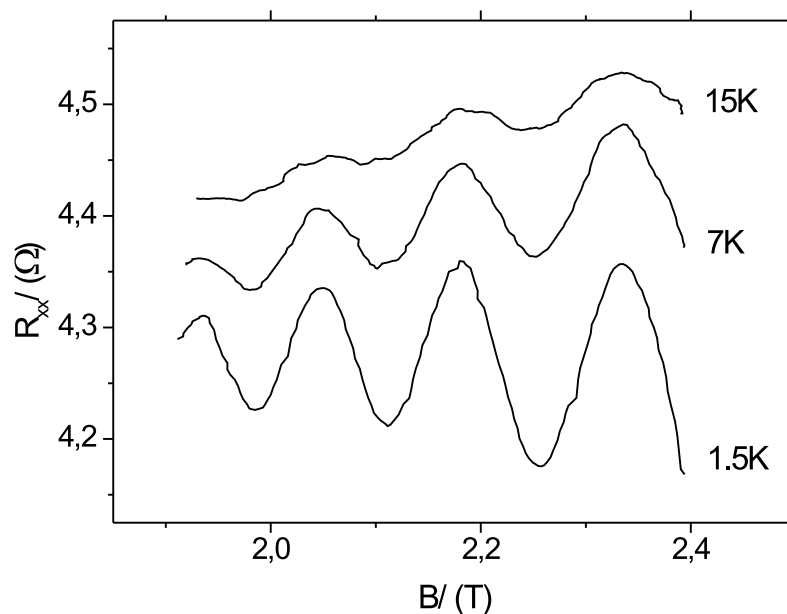


Abbildung 4.17: SdH-Oszillationen einer $t_{As} = 5$ s Probe bei unterschiedlichen Temperaturen.

Wie in Abb. 4.17 zu sehen ist, sinkt die Amplitude bei steigender Temperatur. Mathematisch ist die Amplitude A durch Gleichung 4.1 für eine bestimmte magnetische Flussdichte

gegeben, bei denen der cos-Term gleich eins wird. Bildet man das Verhältnis zweier Amplituden bei unterschiedlicher Temperatur und konstanter Flussdichte, so bleiben nur die temperaturabhängigen Terme übrig:

$$\frac{A(B, T_1)}{A(B, T_2)} = \frac{T_1 \sinh(2\pi^2 m^* k_b T_2 / (\hbar e B))}{T_2 \sinh(2\pi^2 m^* k_b T_1 / (\hbar e B))}. \quad (4.3)$$

Die effektive Elektronenmasse des InAs-Quantentopfes lässt sich somit numerisch berechnen und beträgt $(0,0374 \pm 0,002)m_0$. Dieser Wert ist 1,6 mal höher als für das InAs-Volumenmaterial ($m_{bulk}^* = 0,023 m_0$), was auf nicht parabolische Effekte des Leitungsbandes zurückzuführen ist [84]. Dieses Ergebnis zeigt, dass für Simulationen von InAs-Quantentopfstrukturen die effektive Masse des Volumenmaterials ungeeignet ist.

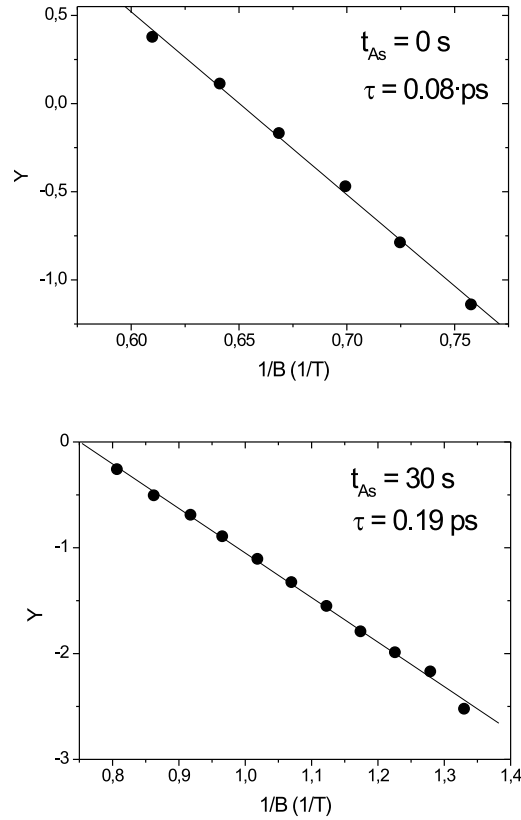


Abbildung 4.18: Dingle plots zur Bestimmung der Streuzeit von $t_{As} = 0 \text{ s}$ oben und $t_{As} = 30 \text{ s}$ unten.

Mit Hilfe der effektiven Masse kann jetzt auch τ ermittelt werden, was in Abb. 4.18 für $t_{As} = 0 \text{ s}$ und $t_{As} = 30 \text{ s}$ gezeigt ist, wobei hier

$$Y \equiv \ln \left[A B \frac{\hbar e B \sinh\left(\frac{2\pi^2 m^* k_B T}{\hbar e B}\right)}{2\pi^2 m^* k_B T} \right] \quad (4.4)$$

ist, was sich aus Gleichung 4.1 ableiten lässt. Damit ist die Steigung in Abb. 4.18 $-\frac{\pi m^*}{e B \tau}$, woraus τ bestimmt wird. Für $t_{As} = 0$ s ergibt sich eine Zeit von 0,08 ps, während bei $t_{As} > 5$ s die mittlere Zeit, bis ein Elektron einen neuen Stoß erfährt, um etwa das Zehnfache höher ist. Daraus wird ersichtlich, dass eine Wachstumsunterbrechung unter einem As-Fluss die InAs-Qualität erhöht. Solch große Werte für τ werden gewöhnlich mit Streuprozessen von weit reichenden Potentialen, wie fern gelegene ionisierte Donatoren in Verbindung gebracht [104], auf die später noch näher eingegangen wird.

Nach der klassischen Drude-Theorie ist $\mu = \frac{e \tau_D}{m^*}$, wobei τ_D proportional zu τ ist. Ein großes τ bedeutet also eine hohe Mobilität. Aus den vorangegangenen Kapiteln ist jedoch bekannt, dass für $t_{As} = 30$ s die geringste Mobilität gemessen wurde. Für diese Probe wurde aber eine große Streuzeit beobachtet. Um diese Diskrepanz zu klären, betrachtet man die entsprechenden SdH-Oszillationen für hohe Flussdichten in Abb. 4.16. Für geringe As-Zeiten geht der Widerstand R_{xx} zwischen den Landau Niveaus bis auf null zurück und steigt selbst für hohe Flussdichten nicht mehr an, was einen Ladungsträgertransport ausschließlich über das 2DEG bedeutet. Für $t_{As} = 30$ s ist eine Parallelleitung zu beobachten, verbunden mit schlecht ausgebildeten Stufen des Quanten-Hall Effektes (Abb. 4.16 unten rechts). Da bei diesen Proben lediglich das Grenzflächenwachstum variiert wurde, findet die Leitung über die untere Grenzfläche und die der Grenzfläche nahen Bereiche der unteren AlSb-Barriere statt⁵. Ein Vergleich der Ladungsträgerkonzentrationen, berechnet aus den SdH-Oszillationen und der Hallmessung, bestätigt das Vorhandensein von nicht quantisierten Ladungsträgern.

Anzumerken sei hier noch, dass für hohe magnetische Flussdichten τ umgekehrt proportional zu R_{xx} ist, was ebenfalls aus Gleichung 4.1 hervorgeht und eine Abweichung vom klassischen Drude-Modell bedeutet. Für hohe magnetische Flüsse werden die Elektronen auf eine Kreisbahn gezwungen, d.h. sie bewegen sich lediglich um einen Mittelpunkt und führen keine Driftbewegung aus. Ein Stoss führt jetzt dazu, dass das Elektron driftet, bevor es wieder eine Kreisbewegung um einen neuen Mittelpunkt vollführt. Je mehr Stöße ein Elektron erfährt, um so größer ist die Driftbewegung und damit sinkt der Widerstand. Ist kein Magnetfeld vorhanden, bedeutet eine höhere Streuung eine niedrigere Mobilität und damit einen höheren Widerstand, wie es durch das Drude-Modell beschrieben wird. Bei hohen magnetischen Flussdichten ist in Abb. 4.16 für alle Proben eine Spin-Aufspaltung zu beobachten. Die als Zeeman-Effekt bekannte Aufspaltung der Landau-Niveaus ist um

⁵Bedingt wird die Parallelleitung durch Arsen induzierte Defekte, im speziellen As-für-Al Austauschreaktionen.

so stärker, je höher die magnetische Flussdichte ist. Ursache hierfür ist eine Aufhebung der Entartung in zwei Energieniveaus durch die Spinquantenzahl $\pm\frac{1}{2}$. Dies führt zu Energiewerten von [103]:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \pm \frac{1}{2} g\mu_B B, \quad (4.5)$$

mit n der Anzahl besetzter Landau-Niveaus, ω_c der Zyklotronfrequenz, μ_B dem Bohrsche Magneton und g dem Landé-Faktor. Der erste Term gibt die Landau-Energieniveaus ohne Spinberücksichtigung an, wobei man als Landau-Niveaus eine zusätzliche energetische Quantisierung der Subbänder des Quantentopfes durch ein senkrecht wirkendes Magnetfeld bezeichnet. Der zweite Term bezieht sich mit $\pm\frac{1}{2}$ auf die unterschiedliche Spinausrichtung. Neben einer Verbreiterung der Landau-Niveaus ist demnach der g -Faktor entscheidend, ab wann die Spinaufspaltung in Abb. 4.16 erkennbar wird. Die frühe Spinaufspaltung, die schon ab 2T zu beobachten ist, lässt auf einen hohen g -Faktor schließen, der bei InAs 34 mal höher ist als bei GaAs. Dies macht InAs zu einem idealen Kandidaten auf dem ebenfalls aktuellen Forschungsgebiet der Spintronic, bei dem der Spinfreiheitsgrad für neue Bauelemente genutzt werden soll [104].

Bei sehr hohen magnetischen Flussdichten⁶ können alle Landau-Niveaus depopuliert werden, so dass die Anzahl der besetzten Landau-Niveaus für geringe Magnetfelder durch ein Abzählen möglich ist. Mit dem verwendeten Messaufbau in Saclay (Frankreich) können magnetische Flussdichten bis 8 T erzeugt werden. Dies reicht jedoch nicht aus, um nur das erste Landau-Niveau zu besetzen. Ein Abzählen der Landau-Niveaus ist damit nicht möglich. Allerdings kann die Indizierung der Niveaus über das Berechnen der Füllfaktoren des Quanten-Hall-Effektes erfolgen.

In Abb. 4.16 sind für $t_{As} = 5$ s die Füllfaktoren ν_L der einzelnen Plateaus des Quanten-Hall-Effektes eingetragen, wobei

$$\nu_L = \frac{n_e h}{e B} \quad (4.6)$$

ist und sich die Widerstände der Plateaus aus dem Quanten-Hall-Effekt zu

$$R_{xy} = \frac{h}{\nu_L e^2} \quad (4.7)$$

ergeben, was in Übereinstimmung mit den gemessenen Werten liegt.

Der Füllfaktor ν_L berücksichtigt die beiden Spinfreiheitsgrade je Landauniveau, d.h. ein Landauniveau besteht aus zwei Füllfaktoren für hohe Flussdichten. Die Aufspaltung der

⁶bei den hier untersuchten Proben etwa 25 T

Spinzustände ist bis zu einem Füllfaktor von 14 für die $t_{As} = 5$ s Probe zu erkennen. Eine Spinaufspaltung kann auch durch unterschiedliche Potentiale an der Grenzfläche hervorgerufen werden. Wie bereits in Kapitel 4.2.3.1 beschrieben, kann eine InSb-Grenzfläche zu einer AlAs-Grenzfläche werden, wenn sie für eine ausreichende Zeit einem As-Fluss ausgesetzt wird. Unter der Annahme, dass beide Grenzflächentypen unterschiedliche Potentiale aufweisen und sich auf der einen Seite des InAs-Quantentopfes eine AlAs-Grenzfläche befindet und auf der anderen eine InSb-Grenzfläche, kann sich ein elektrisches Feld senkrecht zum Quantentopf ausbilden. Ein solches Feld führt zu einer magnetfeldunabhängigen Spinaufspaltung, die bei den hier untersuchten Proben jedoch nicht beobachtet wurde. Die Potentialdifferenz zwischen einer AlAs- und einer InSb-Grenzfläche ist bei einem 15 nm Quantentopf demnach nicht groß genug, um zu einer Nullfeldspinaufspaltung zu führen.

4.3 Einfluss der Quantentopfbreite auf die Elektronenmobilität

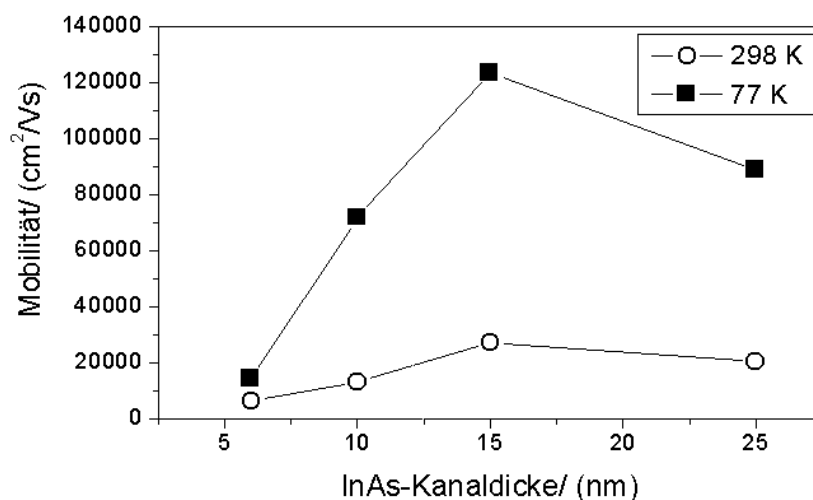


Abbildung 4.19: Elektronenmobilität in Abhängigkeit der InAs-Kanaldicke bei 298 K und 77K.

Bei den hier untersuchten Proben wurde die InAs-Quantentopfbreite bzw. die Kanaldicke variiert. Die Pufferschicht besteht aus 500 nm GaSb, die AlSb-Barrieren sind 24 nm und die GaSb-Deckschicht ist 5 nm dick. Die Schichten haben InSb-Grenzflächen, wobei fol-

gende Shuttersequenz für die untere Grenzfläche benutzt wurde: $t_{sb} = 10$ s, $t_{In} = 2$ ML, $t = 5$ s und $t_{As} = 5$ ⁷.

Die InAs-Quantentopfbreite hat einen maßgeblichen Einfluss auf die Elektronenmobilität, wie in Abb. 4.19 zu sehen ist. Die begrenzenden Faktoren für die Mobilität sind dabei für unterschiedliche Kanaldicken verschieden. Grenzflächenrauhigkeit ist der limitierende Faktor für dünne InAs-Kanäle. Wie die Grenzflächenuntersuchungen gezeigt haben, können hochgradig ungeordnete Bereiche bis 2 nm und vereinzelte Defektbereiche sogar bis 4 nm über der AlSb/InAs Grenzfläche beobachtet werden. Je kleiner die Kanaldicke ist, umso größer wird der Einfluss der Grenzflächenrauhigkeit auf die Mobilität, der sich sowohl bei Raumtemperaturen, wie auch bei tiefen Temperaturen bemerkbar macht. Dominierend wird der Einfluss für Kanaldicken unter 10 nm, was zu einer starken Reduzierung der Mobilität führt. Die optimale Kanaldicke liegt bei etwa 15 nm.

Für große Kanalweiten gibt es zwei Faktoren, die die Mobilität begrenzen können: Intersubband-Streuung und Fehlanpassungsversetzungen.

4.3.1 Intersubband-Streuung als Ursache für eine reduzierte Mobilität

In einer Quantentopfstruktur kann die Lage der Leitungssubbbänder mit folgender Formel abgeschätzt werden, solange die Bänder weit unterhalb der Leitungsbandunterkante der Barriere liegen [106]:

$$E_n - E_c = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2 m^* a^2} n^2 \quad (4.8)$$

mit E_n der Elektronenenergie, E_c der Leitungsbandunterkante, \hbar der Planckschen Konstante, m^* der effektiven Elektronenmasse, n der Quantenzahl und a der Quantentopfbreite.

Generell sind die Zustände im InAs quantisiert, solange die Gleichung 4.8 viel größer als das Produkt aus der Boltzmannkonstante und der Temperatur ist, was für InAs bedeutet, dass die Quantentopfbreite bei Raumtemperatur viel kleiner als 20 nm und bei 77 K viel kleiner als 39 nm sein muss. Ein quantisierter Zustand ist jedoch nicht gleichbedeutend mit einer hohen Elektronenmobilität, selbst wenn die Grenzflächenrauhigkeit vernachlässigbar ist. Je größer a in Gleichung 4.8 wird, desto näher rücken die Energieniveaus an die Leitungsbandunterkante und desto geringer ist der Abstand zwischen den Leitungsbändern. Der erste Effekt bewirkt, dass mit großem a mehrere Leitungsbänder mit Elektronen besetzt sind, sofern diese nahe genug am Fermi-niveau liegen. Sind mehrere

⁷Die Indizierung der Shuttersequenz ist auf Seite 53 gezeigt.

Leitungsbänder besetzt, können Elektron-Elektron-Streuprozesse zwischen den Bändern auftreten. Die Wechselwirkung ist um so höher, je näher die Energieniveaus beieinander liegen.

Bei Raumtemperatur ist die Mobilität in Abb. 4.19 für quantisierte Zustände nicht höher als für nicht quantisierte Zustände. Der Einfluss der Grenzflächenrauhigkeit reicht hier bis zu jener Dicke, bei der die Quantisierung verloren geht. Bei 77 K dagegen weist die Mobilität ein Maximum im quantisierten Bereich auf. Ein Maximum ist dann zu erwarten, wenn zum einen der Quantentopf möglichst breit ist, um den Einfluss der Grenzflächenrauhigkeit zu minimieren, auf der anderen Seite aber dünn genug, um Streuprozesse unter den Energieniveaus zu vermeiden. Dies ist dann der Fall, wenn nur das erste Leitungsband besetzt ist.

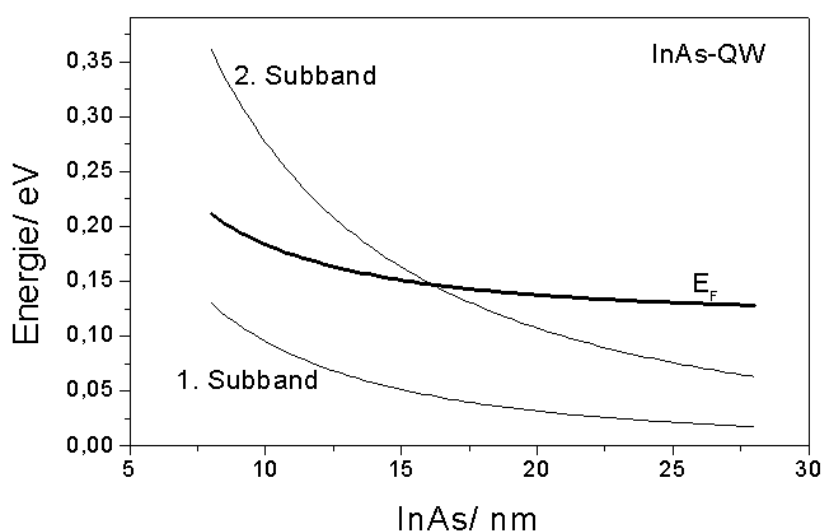


Abbildung 4.20: Simulation der ersten beiden Leitungsbänder und der Fermienergie in Abhängigkeit der InAs-Dicke, bei 77 K.

In Abbildung 4.20 ist der Verlauf der ersten beiden Leitungsbänder und der Fermienergie für eine Ladungsträgerkonzentration von $1,5 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$ bei 77 K abgeschätzt. Die Berechnungen⁸ basieren auf der Kane-Methode, für eine InAs Bandlücke von 0,417 eV, einer AlSb Bandlücke von 2,38 eV und einem Valenzband offset von 0,16 eV [107]. Als Potentialverlauf wurde eine einfache Kastenform angenommen. Nach diesen Berechnungen kreuzt das zweite Leitungssubband die Fermienergie bei etwa 16 nm. Experimentell kann

⁸Die Simulation wurde von Dr. Raichev am Département de Recherche sur l'Etat condensé in Saclay, Frankreich, durchgeführt.

die Anzahl der besetzten Leitungsbänder über die Messung von Shubnikow-de Haas (SdH) Oszillationen bestimmt werden. Für eine 20 nm InAs-Probe ist die Fouriertransformation der $1/B$ -Auftragung der SdH-Oszillationen in Abb. 4.21 zu sehen. Das Auftreten zweier Frequenzen zeigt die Besetzung zweier Leitungsbänder mit $n_{2D,1} = 1,5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und $n_{2D,2} = 9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ an. Ein Vergleich der Ladungsträgerdichten aus der SdH-Messung und der Hall-Messung kann zur Bestätigung herangezogen werden. Addiert man die beiden Ladungsträgerkonzentrationen aus Abb. 4.21, so entspricht dies dem Ergebnis aus der Hall-Messung.

Eine Quantentopfbreite von 15 nm liegt nahe an der Grenze zur Besetzung des zweiten Subbandes, wobei die Fermi-Dirac Besetzungswahrscheinlichkeit für die Messung bei 70 mK null ergibt (10^{-230}), so dass die Messungen in Übereinstimmung mit der Simulation liegen. Für 77 K ist die Besetzungswahrscheinlichkeit eines 15 nm breiten Topfes 0,15 und bei 25 nm gleich eins. Eine geringe Population des zweiten Subbandes ist bei 15 nm InAs somit nicht auszuschließen.

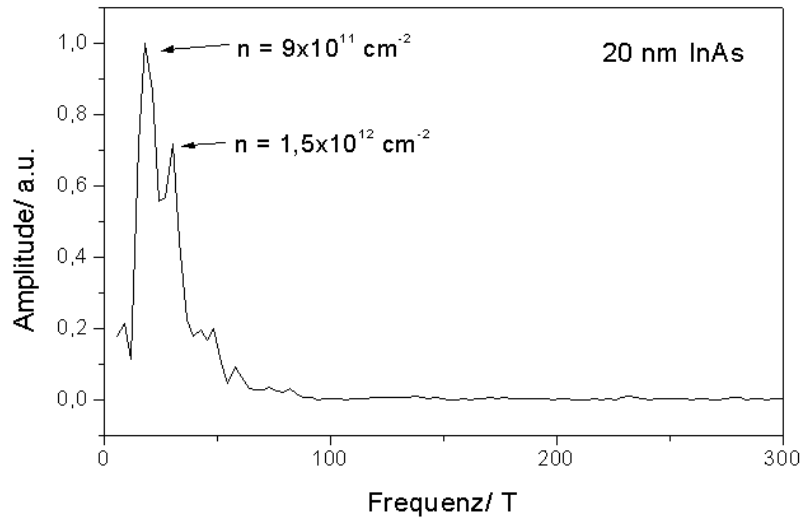


Abbildung 4.21: Fouriertransformierte der SdH-Oszillationen bei einem 20 nm InAs-Quantentopf.

4.3.2 Versetzungsbildung als Ursache einer reduzierten Mobilität

Zum einen kann die Besetzung des zweiten Leitungssubbandes zur Reduzierung der Elektronenmobilität führen, aber auch Fehlanpassungsversetzungen (*engl. misfit dislocations*), die aufgrund der 1,26 % Gitterfehlanpassung zwischen der AlSb Barriere und dem InAs Kanal entstehen, führen zu einer Reduzierung der Mobilität.

Zur Berechnung der kritischen Dicke h_c , ab der sich Versetzungen zur Kompensation der Gitterfehlanpassung bilden, findet man in der Literatur verschiedene Formeln, die auf unterschiedliche Modelle zurückgreifen. In Tab. 4.2 ist h_c für InAs auf AlSb nach den Modellen von Matthews [44], Fischer [109] und People [110] berechnet. Wie man sieht, führen die Modelle zu unterschiedlichen Ergebnissen, weswegen im Folgenden auf die Anwendbarkeit im Hinblick auf die hier untersuchten Strukturen eingegangen wird.

Tabelle 4.2: Berechnung der kritischen Dicke für InAs auf AlSb

	Matthews Glg. 4.9	Fischer Glg. 4.10	People Glg. 4.11
kritische Dicke (h_c)	10 nm	48 nm	65 nm

Van der Merwe hatte 1962 als erster eine Gleichung zur Berechnung der kritischen Dicke aufgestellt [108]. Experimentelle Untersuchungen zeigten jedoch, dass diese Gleichung oft zu zu niedrigen Werten für h_c führt, worauf Matthews und Blakeslee ein Modell der mechanischen Gleichgewichtstheorie mittels Untersuchungen an Multilagenstrukturen entwarfen [44]. Hierbei wird zur Ermittlung von h_c die durch die Gitterverpannung ausgeübte Kraft mit der Zugspannungskraft in einer Versetzungslinie gleichgesetzt. Die kritische Dicke nach Matthew und Blakeslee kann für 60°-Versetzungen, unter der Voraussetzung von gleichen und isotropen E-Modulen für die fehlangepassten Schichten, mit folgender Formel berechnet werden:

$$h_c = \frac{b}{4\pi f(1+\nu)} \left(\ln \frac{h_c}{b} + 1 \right), \quad (4.9)$$

mit der Poissonzahl ν , dem Burgersvektor b und der Gitterfehlanpassung $f = (a_0 - a_s)/a_s$, wobei a_0 die Gitterkonstante der fehlangepassten Schicht und a_s die des Substrates, bzw. des Grundmaterials ist.

Geeignete Werte für InAs sind $\nu = 0,35$ [109], b ist in der Regel vom Typ $0,5a$ [110] = 4,3 Å [44] und $f = 0,0126$ [112]. Eingesetzt in Gleichung 4.9 erhält man: $h_c = 10$ nm.

In Abb. 4.22 sind die beiden Arten von Fehlanpassungsversetzungen gezeigt, die der Formel 4.9 zu Grunde liegen. Bei der Stufenversetzung wandert eine bereits vorhandene Durchdringungsversetzung (*engl. threading dislocation*), bei Erreichen der kritischen Dicke, entlang der fehlangepassten Grenzfläche. Durch die Ausdehnung der Versetzungslinie entlang der Grenzfläche wird die Spannung abgebaut. Bei der Bildung von Halbkreisversetzungen verläuft auch hier ein Teil der Versetzungslinie, bei Überschreiten von h_c , entlang der Grenzfläche. Bei diesem Typ treten jeweils Paarversetzungen auf, die parallel zueinander verlaufen [44].

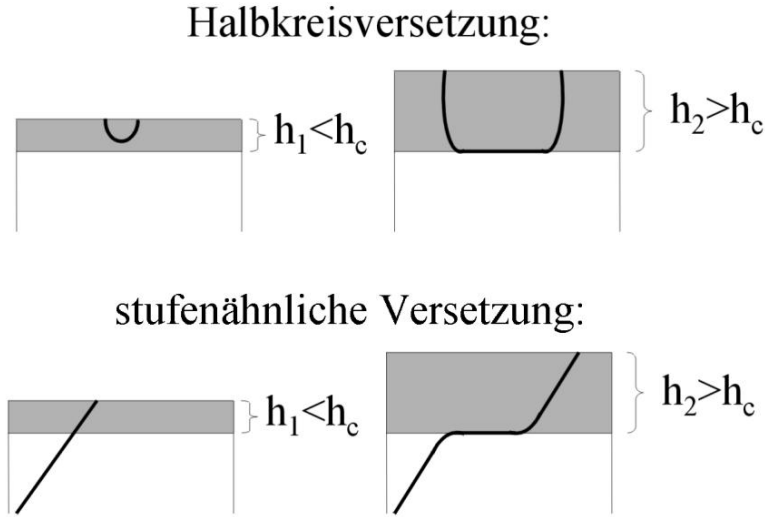


Abbildung 4.22: Halbkreisversetzung und stufenähnliche Durchdringungsversetzung, die ab einer kritischen Dicke h_c entlang der fehlangepassten Grenzfläche verlaufen, um Spannungen abzubauen [44].

Nicht berücksichtigt wird in Gleichung 4.9 die Wechselwirkung zwischen Fehlanpassungsversetzungen, die von Fischer et al. in der folgenden Gleichung einbezogen wird [109]:

$$h_c = \frac{b}{(0.0836 f)} \left(1 + \frac{1 - \frac{\nu}{4}}{\pi (1 + \nu)} \ln \frac{h_c}{b} \right) \quad (4.10)$$

und zu einer kritischen Dicke von 48 nm führt.

People et al. beschreiten einen anderen Weg und gehen zunächst von einer versetzungsfreien Grenzfläche aus, so dass die Grenzflächenenergie die Bildungsenergie einer neuen, isolierten Versetzung überschreiten muss. Bei der Gleichung 4.11 wird angenommen, dass

Schraubenversetzungen als Fehlanpassungsversetzungen auftreten, da sie die niedrigste Bildungsenergie aufweisen:

$$h_c = \frac{1-\nu}{1+\nu} \frac{1}{16\pi\sqrt{2}} \frac{b^2}{a_0} \frac{1}{f^2} \ln \frac{h_c}{b}. \quad (4.11)$$

Die kritische Dicke beträgt nach dieser Gleichung 65 nm.

Gleichung 4.11 stellt einen Maximalwert der kritischen Dicke dar, da bei den hier untersuchten Proben auf einem gitterfehlangepassten Substrat gewachsen wurde und man deshalb nicht davon ausgehen kann, dass nach der Pufferschicht keine Versetzungen mehr vorhanden sind. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten TEM-Untersuchungen bestätigen das Vorhandensein von Versetzungen am Ende der Pufferschicht. Das Modell von Fischer et al. scheint mit $h_c = 48$ nm der Realität am nächsten zu kommen. Das Ergebnis von Matthew und Blakeslee stellt auf der anderen Seite einen unteren Grenzwert dar.

Nach Matthew und Blakeslee ist für ein Multilagensystem, bei dem die Hälfte der Schichten unter Zug- und die andere Hälfte unter Druckspannung stehen, die kritische Dicke $4h_c$. Dies berücksichtigt zum Einen, dass die Dehnung bei Multilagenstrukturen zwischen allen Schichten geteilt wird, was bei einer epitaktischen Schicht auf einem Substrat nicht der Fall ist, und zum Anderen die Bildung von Paarversetzungen [44].

Die Schichtfolge bei den hier untersuchten Proben ist GaSb/AlSb/InAs/AlSb/GaSb, wobei die Gitterfehlangepassung zwischen InAs/AlSb etwa doppelt so groß ist wie für GaSb/AlSb. Nimmt man bei diesem Schichtsystem ebenfalls eine Dehnungsverteilung über alle Schichten an und gewichtet die unterschiedlichen Fehlanpassungen, so kommt man auf etwa $3h_{c,Matthews} = 30$ nm. Der Effekt der Dehnungsverteilung wird bei den anderen beiden Modellen ebenfalls nicht berücksichtigt, so dass auch hier die kritische Dicke für ein Multilagensystem höher ist. Da selbst nach Matthews und Blakeslee die kritische Dicke über 25 nm liegt, ist die Bildung von Fehlanpassungsversetzungen bei den hier untersuchten Proben unwahrscheinlich.

4.3.3 Schlussfolgerungen

Nach den Betrachtungen der unterschiedlichen Modelle für h_c , scheinen Fehlanpassungsversetzungen nicht die Ursache für die Mobilitätsreduzierung der 25 nm InAs Probe zu sein, was im Gegensatz zu den Vermutungen von Bolognesi et al. für das gleiche Halbleitersystem mit ebenfalls 25 nm InAs steht [113]. Ein weiterer Hinweis, dass Fehlanpassungsversetzungen nicht die Ursache sind, findet man in den experimentellen Untersuchungen von Bennett [114]. Er hat mittels XRD-Messungen an GaSb/InAs-Strukturen keine substantiellen Relaxationsprozesse für InAs-Schichtdicken unter 200 nm beobachtet,

was eine ganze Größenordnung über der kritischen Dicke nach der Matthew und Blakeslee Gleichung liegt, die in diesem Zusammenhang immer noch am häufigsten verwendet wird [113, 114]. Zwar sind XRD-Messungen nicht unbedingt sehr sensitiv gegenüber dem Beginn der Versetzungsbildung, jedoch ist anzunehmen, dass die Fehlanpassungsversetzungsdichte sehr klein ist, da erst ab 300 nm inkohärentes InAs beobachtet wird und sich der Röntgenreflex dabei verbreitert. Die Reflexbreite, oder genauer die Halbwertsbreite bei der Hälfte des Maximum (FWHM), gibt Aufschluss über die Qualität einer Schicht. Die Halbwertsbreite ist umso größer, je größer die Defektdichte ist. So ist anzunehmen, dass erst ab 300 nm InAs eine signifikante Anzahl von Fehlanpassungsversetzungen existiert.

Eine mögliche Ursache der wesentlich größeren kritischen Dicke im Fall der III-Sb/III-As Heterostrukturen kann in der Grenzflächenrauigkeit liegen. In den oben genannten Modellen wird von einkristallinen Strukturen ausgegangen, die als Defekte lediglich Versetzungen beinhalten. In den im Rahmen dieser Arbeit beobachteten hochgradig ungeordneten Bereichen über der Grenzfläche können Spannungen abgebaut werden, ohne dass sich Fehlanpassungsversetzungen bilden, was zu einer größeren kritischen Dicke führt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass Elektron-Elektron Streuprozesse durch die Besetzung des zweiten Leitungsbandes die wahrscheinlichste Ursache für die Reduzierung der Mobilität bei 25 nm InAs sind.

4.4 Einflüsse auf die Ladungsträgerkonzentration in InAs-Quantentöpfen

Während bei AlGaAs/GaAs Heterostrukturen eine Ferndotierung des Quantentopfes notwendig ist, um hohe Ladungsträgerkonzentrationen im 2DEG zu erreichen, ist dies bei AlSb/InAs nicht erforderlich. Ohne zusätzliche Dotierelemente einzubringen, ist bei AlSb/InAs Quantentopfstrukturen eine Ladungsträgerschichtkonzentration von größer 10^{12} cm^{-2} möglich (Abb. 4.23), obwohl die InAs Hintergrunddotierung nur bei $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ liegt, was bei 15 nm InAs $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ entspricht.

Da die Ladungsträgerkonzentration nicht ausschließlich auf die InAs Hintergrunddotierung zurückgeführt werden kann, kommen als weitere Ursachen in Betracht:

- tiefe Donatoren im AlSb,
- Donatoren an der Heterogrenzfläche,
- sowie Oberflächenzustände.

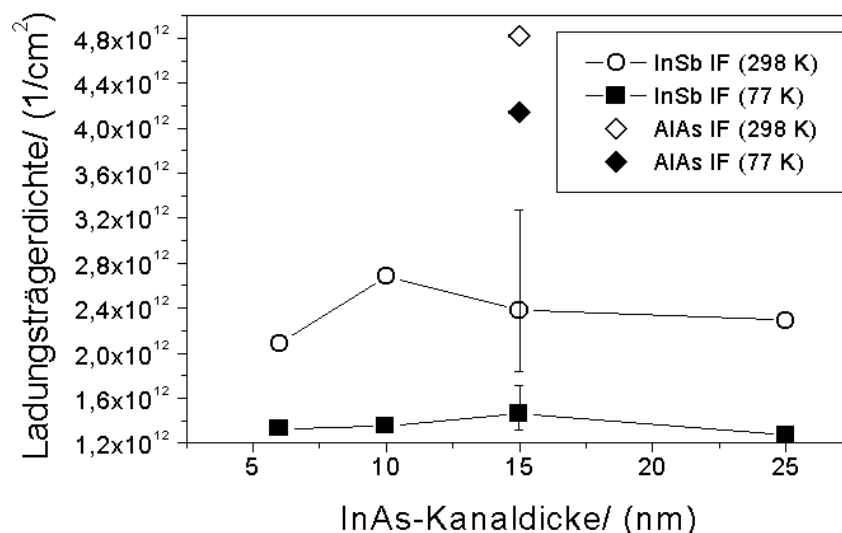


Abbildung 4.23: Schichtladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit der Kanaldicke und der Grenzfläche. Die „Fehlerbalken“ bei 15 nm InAs zeigen die Inhomogenität des Wafers.

AlSb ist zunächst einmal ein semiisolierendes Material, mit einer großen Bandlücke und einer sehr geringen Hintergrunddotierung. Mit diesen Eigenschaften ist es ein idealer Kandidat für eine Elektronenbarriere. Da die AlSb/InAs-Bandstruktur vom Typ II ist, gilt dies allerdings nicht für Löcher (siehe Abb. 4.24). Neben der großen Bandlücke werden tiefe Störstellen für einen weiteren Ladungsträgereinfang und die damit verbundene Hochohmigkeit verantwortlich gemacht. Gerade die tiefen Störstellen im AlSb können jedoch bei einer AlSb/InAs Quantentopfstruktur zu einer Ferndotierung (*engl. remote doping*) des InAs führen. Nach der Theorie der tiefen Störstellen spaltet sich bei den III-V-Heterostrukturen (sp^3 -hybridisiert) jeder Substitutionspunktdefekt in ein s-ähnliches und drei p-ähnliche Energieniveaus auf [115]. Im Fall des Al_{Sb} -Defektes bildet der p-ähnliche Zustand eine tiefe Störstelle, der im neutralen Fall mit zwei Löchern und vier Elektronen besetzt ist. Im AlSb-Volumenmaterial kann dieser Defekt damit bis zu zwei Elektronen bzw. vier Löcher einfangen, was zur Hochohmigkeit beiträgt. Bei einer AlSb/InAs Quantentopfstruktur hingegen bildet dieser Defekt bei ausreichender InAs-Dicke eine Donatorstörstelle, die im neutralen Zustand bis zu vier Elektronen abgeben kann. Wie in Abb. 4.24 skizziert ist, liegt bei ausreichender InAs-Dicke das erste Leitungsband unter dem Al_{Sb} -Defekt. Wenn jetzt auch noch die Fermienergie unter dem Al_{Sb} -Defektniveau liegt, werden die vier Elektronen in dem p-ähnlichen Energiezustand instabil und fallen auf das E_1 -Niveau im InAs [116]. Eine solche Störstelle wird „falscher Valenzdonator“ genannt,

da man normalerweise bei einer Substitution eines Gruppe V Elementes durch ein Gruppe III Element (z.B. Al_{Sb}) von einer Akzeptorstörstelle ausgeht [116].

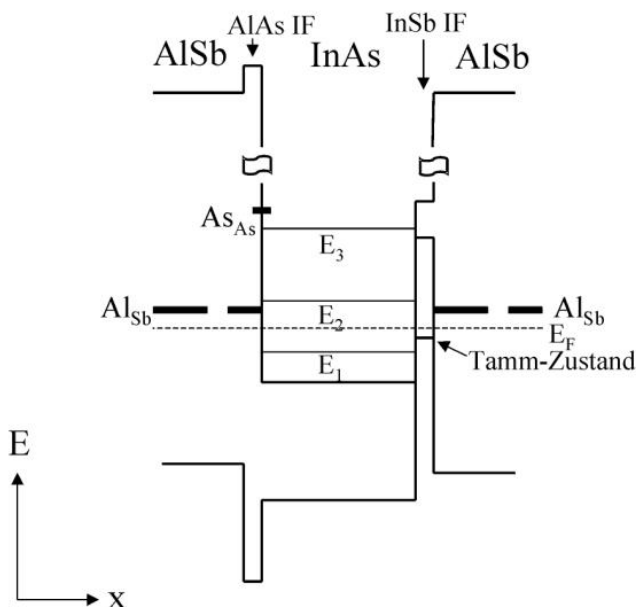


Abbildung 4.24: Schematische Bandstruktur eines $AlSb/InAs$ -Quantentopfes mit einer $AlAs$ -Grenzfläche ($AlAs$ IF) links und einer $InSb$ -Grenzfläche ($InSb$ IF) rechts [115]. Gezeigt sind die Valenzbandmaxima und die Leitungsbandminima der Volumenhalbleiter, zusammen mit den unterschiedlichen Donatorstörstellen, der ersten drei Leitungssubbänder im $InAs$, sowie das Fermi-niveau. Bandverbiegungen wurden vernachlässigt.

Tiefe Störstellen im $AlSb$ werden von einigen Gruppen als Hauptursache für die hohen Ladungsträgerkonzentrationen im $InAs$ verantwortlich gemacht [83, 115, 117], wobei die Art der tiefen Störstelle unterschiedlich ist. Neben dem Al_{Sb} -Defekt [115] kommen noch As_{Al} -Defekte [83] und Sauerstoffdefekte [117] als Donatorstörstellen in Frage. Furukawa et al. berichten von einer erhöhten Sauerstoffkonzentration in der $AlSb$ -Schicht, die vom Sb -Druck abhängt. Je niedriger der Sb -Druck ist, desto niedriger ist der Sauerstoffgehalt in der Schicht und desto niedriger ist die Ladungsträgerkonzentration. Folglich kommen die Sauerstoffverunreinigungen nicht durch ein schlechtes Vakuum, sondern vom Quellenmaterial. Im Sb -Quellenmaterial der Reinheitsklasse 6N wurde bei diesen Untersuchungen eine Sauerstoffkonzentration von 6ppm festgestellt. Das Sb -Material, das im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, hat zwar die selbe Reinheitsklasse, aber der BEP für das $AlSb$ -Wachstum ist nur ein fünftel von dem der japanischen Gruppe um Furukawa [117]. Diese Gruppe verwendet vermutlich Sb_4 -Moleküle zum Wachstum. Da mit einer

Crackerzelle der Antimonüberschuss reduziert wird, werden auch im gleichen Umfang die Sauerstoffverunreinigungen reduziert, so dass bei gleicher Sauerstoffkonzentration im Quellenmaterial die Verunreinigungen in den hier hergestellten Schichten nur ein Fünftel betragen wird.

Der As_{Al} -Defekt wurde schon in Kapitel 4.2.3 angesprochen. Dieser Defekt tritt auf, wenn eine AlSb-Schicht einem As-Fluss ausgesetzt wird, wie es beim Wachstum einer AlAs-Grenzfläche der Fall ist. In Abb. 4.23 ist für 15 nm InAs der Unterschied in der Ladungsträgerschichtkonzentration für eine AlAs- und eine InSb-Grenzfläche gezeigt. Beide Schichten sind mit der MEE-Methode gewachsen, wobei im AlAs-Fall eine mit Aluminium abgeschlossene AlSb-Schicht für 5 s einem As-Fluss ausgesetzt wurde. Die erhöhte Ladungsträgerkonzentration bei dieser Schicht kann auf As_{Al} -Defekte zurückgeführt werden. Die Shuttersequenz für den InSb-Grenzflächentyp beinhaltet ebenfalls einen fünfsekündigen As-Fluss, dies hat jedoch keinen Einfluss auf die Ladungsträgerschichtkonzentration, wie in Kapitel 4.2.3 gezeigt wurde. Erst ab einem As-Fluss von 20 s dringt das Arsen zur AlSb-Schicht vor und bildet den As_{Al} -Defekt. Dieser Defekt kommt demnach für eine InSb-Grenzfläche nicht in Betracht.

Für den InSb-Grenzflächentyp haben Kroemer et al. Tamm-Zustände postuliert [118]. Unter Tamm-Zuständen versteht man allgemein Oberflächenzustände, die durch ungesättigte Bindungen entstehen [116]. Kroemer et al. haben diese Definition auf Grenzflächenzustände ausgedehnt, die mit einer starken Diskontinuität zwischen den periodischen Gitterpotentialen beim Grenzflächenübergang assoziiert werden.

Hat eine Heterostruktur eine ausreichend unterschiedliche Bandstruktur mit einer effektiven Elektronenmasse m_1 auf der einen Seite und m_2 auf der anderen, so muss nach Zhu et al. an der Grenzfläche eine Deltafunktion dem Banddiagramm hinzugefügt werden, um die Wellenfunktion der effektiven Masse beim Übergang realistisch zu beschreiben [119]. Kroemer et al. haben an der AlSb/InAs Grenzfläche jetzt noch ein Art InSb-Deltaschicht eingeführt, was zu einem Band von Deltafunktionen führt, den sogenannten Tamm-Zuständen [118]. Diese Zustände können Donatoren für das InAs sein. Der Vorteil dieses Donatorenbandes liegt in einer delokalisierten Ladungsverteilung der ionisierten Zustände parallel zur Grenzfläche. Damit führt das Potential dieser Zustände nicht zu Elektronenstreuprozessen im InAs [118]. Würde man eine gleich große Anzahl konventioneller Punktdefekte als Donatoren an der Grenzfläche einbringen, wäre das Streupotential so hoch, dass die Mobilität bei 3000 bis 5000 cm^2/Vs stagnieren würde, was nur etwa einem Hundertstel der gemessenen Tieftemperaturmobilitäten für InAs-Quantentopfstrukturen mit InSb-Grenzflächen entspricht. Für Quantentopfstrukturen mit AlAs-Grenzflächen und dem damit verbundenen As_{Al} -Defekt liegt die maximale Mobilität in dieser Größenordnung. Damit haben Kroemer et al. ein Modell entworfen, um die Abhängigkeit der Elektronenmobilität und -dichte vom verwendeten Grenzflächentyp

realistisch zu beschreiben.

Shen et al. haben berechnet, dass die Tamm-Zustände sehr empfindlich gegenüber der InSb-Dicke an der Grenzfläche sind [115]. Erst ab einer Dicke von zwei Monolagen erreichen die Zustände ein ausreichend hohes Energieniveau, um als Donatoren für InAs in Betracht zu kommen. Bei den Schichten mit InSb-Grenzflächenbindungen in Abb. 4.23 sind zwei Monolagen Indium an der Grenzfläche abgeschieden worden.

Bei einem Homogenitätstest des 15 nm InAs Wafers, wurden sechs Hallmessungen über den Wafer verteilt vorgenommen. Dabei wurde beobachtet, dass die Schichtladungsträgerkonzentration stark variiert, wie an den Fehlerbalken in Abb. 4.23 zu erkennen ist. Wobei hier der Fehlerbalken nicht für eine Messungenauigkeiten steht, sondern die Homogenität des Wafers beschreibt. Die Temperaturabhängigkeit des Balkens lässt darauf schließen, dass die Donatorzustände flache Störstellen für das InAs sind, die unter dem Fermi-niveau liegen, wie es für die Tamm-Zustände nach Abb. 4.24 zutrifft. Die tiefen Donatoren im AlSb sollten dagegen zu einem temperaturunabhängigen Ladungsträgeranteil führen [121].

Die große Variation in der Ladungsträgerdichte des 15 nm InAs Wafers kann durch lokale Inhomogenitäten der InSb-Dicke verursacht werden. Solche Wachstumsinhomogenitäten können neben Migrationseffekten noch vom Wachstumswinkel und der Substratrotationsgeschwindigkeit abhängen. Da die In-Zelle bei der hier verwendeten MBE Anlage außen sitzt, ist die Homogenität sehr stark von der Substratposition abhängig. Aus diesem Grund wird das Substrat auch während des Wachstums rotiert, wobei die Rotationsgeschwindigkeit der Wachstumsrate angepasst werden muss. Nach einer Optimierung des Wachstumswinkels und der Rotationsgeschwindigkeit wurde für die nachfolgenden Wafer eine homogenere Ladungsträgerverteilung gemessen ($\pm 5\%$).

Im Rahmen der Grenzflächenuntersuchungen in Kapitel 4.2.2 wurde bereits der Einfluss unterschiedlicher In-Abscheidungsmengen an der Grenzschicht besprochen. Dabei wurde eine leichte Erhöhung der Ladungsträgerschichtkonzentration bei zwei Monolagen Indium gegenüber 1,3 Monolagen beobachtet (siehe Abb. 4.4 in Kapitel 4.2.2), was im Einklang mit den theoretischen Berechnungen zu Tamm-Zuständen als Donatorquelle steht. Die gemessene reduzierte Mobilität ist jedoch nicht mit den Tamm-Zuständen vereinbar. Dieser Mobilitätsrückgang kann durch Grenzflächendefekte verursacht werden, da bei 2 ML InSb die kritische Dicke bereits erreicht wird.

Auch bei den Homogenitätsmessungen des 15 nm InAs Wafers in Abb. 4.23 ist eine hohe Ladungsträgerkonzentration stets mit einer niedrigeren Mobilität verbunden.

Donatorähnliche Grenzflächenzustände, wie von Kroemer et al. vorgeschlagen, sind zwar theoretisch möglich, konnten aber experimentell aufgrund der gleichzeitig reduzierten Mobilität nicht als solche identifiziert werden.

Als weitere Donatorquelle kommt der Al_{Sb} -Defekt in Frage. Diese Quelle kommt für Quan-

tentopfbreiten von größer 10 nm bei 77 K in Betracht [115]. Für kleine Topfbreiten befindet sich das erste Leitungsbandniveau über dem Energiezustand des Al_{Sb} -Defektes, so dass dieser Defekt nicht mehr als Donator zur Verfügung steht. Da für die 6 nm InAs Probe die Ladungsträgerschichtkonzentration bei 77 K nicht merklich abgefallen ist, ist der Al_{Sb} -Defekt nicht die wesentliche Donatorquelle.

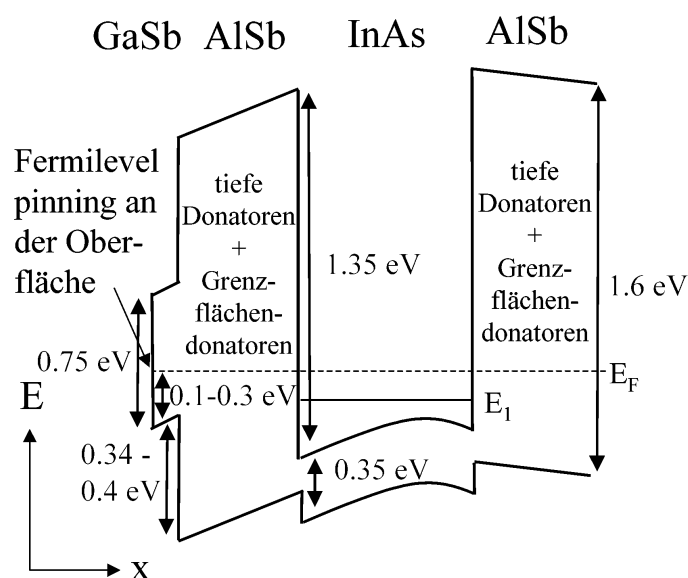


Abbildung 4.25: Energie-Banddiagramm mit Fermi-level pinning und Bandverbiegung durch tiefe Donatoren im AlSb und Grenzflächendonatoren.

Als dritte und letzte Donatorquelle bleiben Oberflächenzustände, also das Fermi-level pinning, übrig. In Abb. 4.25 ist der schematische Bandverlauf einer AlSb/InAs Quantentopfstruktur mit einer GaSb Deckschicht gezeigt. Bei dieser Abbildung, die auf dem Modell aus Ref. [121] beruht, sind die Bandverbiegungen durch die tiefen Donatorstörstellen im AlSb und die Grenzflächendonatoren mit berücksichtigt. Ist das Fermi-level pinning für die Schichtladungsträgerkonzentration verantwortlich, so sollte sie von der Dicke der oberen Barriere und von dem Halbleitermaterial der Deckschicht abhängen. Eine Halbierung der oberen Barriere von 24 nm auf 12 nm ergab bei den Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit eine Erhöhung der Schichtladungsträgerkonzentration um 18 % bei 77 K. Damit trägt das Fermi-level pinning, das je nach Veröffentlichung 0,1-0,3 eV über der

GaSb-Valenzbandoberkante liegt ([120] und Referenzen darin), zur Schichtladungsträgerkonzentration bei. Der Einfluss des Fermi-level pinnings reicht bis über 500 nm unter die GaSb Oberfläche [121].

Eine alternative Deckschicht zu GaSb ist InAs, das ebenfalls nicht zur Oxidation an Luft neigt und gitterangepasst ist. Allerdings hat InAs ein um 0,2 eV niedrigeres Pinningniveau [120], so dass GaSb für hohe Schichtladungsträgerkonzentrationen zu bevorzugen ist.

Zusammengefasst gibt es für die nicht zusätzlich dotierten Quantentopfstrukturen drei wesentliche Donatorquellen (Fermi-niveau pinning, tiefe Donatorstörstellen im AlSb und Grenzflächendonatoren), die die hohe Schichtladungsträgerkonzentrationen von mehr als 10^{12} cm^{-2} erklären und zu dem Banddiagramm, wie in Abb. 4.25 gezeigt, führen. Die Ladungsträgerkonzentration lässt sich dabei, wie bei der herkömmlichen Dotierung, in großen Bereichen variieren. Als Variationsparameter dienen

- das Halbleitermaterial der Deckschicht (GaSb oder InAs),
- die Dicke der oberen Barriere und
- die Grenzflächenart (AlAs bzw. InSb).

Wobei AlAs-Grenzflächen mit der Bildung des As_{Al} -Defektes für hohe Ladungsträgerkonzentrationen aufgrund der reduzierten Mobilität ausscheiden, so dass InSb-Grenzflächen mit einer dünnen oberen Barriere und einer GaSb-Deckschicht zu verwenden sind. Damit umgeht man das Problem der Dotierungselemente.

Das für eine n-Dotierung in III-V-Halbleiter übliche Dotierungselement Silizium ist amphoterer Natur und bewirkt eine n-Dotierung in GaAs, AlAs, InAs und InSb, aber eine p-Dotierung in GaSb und AlSb. Es scheidet damit als Donator für eine indirekte Dotierung über das AlSb aus. Will man eine InAs Quantentopfstruktur n-dotieren, wird deshalb GaTe als Dotierstoff eingesetzt, was allerdings einen Memoryeffekt verursachen kann. Eine alternative Möglichkeit besteht noch in der Verwendung einer zusätzlichen Modulationsdotierungsschicht [122] oder einer „Arsendotierung“ im AlSb [83]. Durch das Einbringen von Dotierstoffelementen muss jedoch dessen Interdiffusions- und Streupotential mit berücksichtigt werden, das sich wiederum negativ auf die Elektronenmobilität auswirken kann. Aus diesem Grund wurde bei den hier gewachsenen InAs-Quantentopfstrukturen auf zusätzliche Dotierungselemente verzichtet.

4.5 Zusammenfassung

Für nicht zusätzlich dotierte InAs/AlSb-Quantentöpfe auf gitterfehlangepasstem GaAs-Substrat gibt es fünf wesentliche Parameter, die die Elektronentransporteigenschaften

beeinflussen. Dies sind:

- die Pufferschicht,
- die Grenzfläche,
- die Quantentopfbreite,
- der Abstand des Quantentopfes zur Oberfläche und
- die Deckschicht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein besonderer Schwerpunkt auf das Wachstum der AlSb/InAs-Grenzfläche gelegt. Die Grenzfläche hat einen maßgeblichen Einfluss auf eine ganze Reihe von Bauelementen. Nicht nur auf solche mit einem horizontalen Stromtransport, wie er bei den hier untersuchten Strukturen stattfindet, sondern auch für Bauelemente mit einem vertikalen Stromtransport über die Grenzfläche hinweg (z.B. resonante Tunneldioden und Heterobarrierenvaraktoren). Bei optoelektronischen Bauelementen aus Multilagenstrukturen gibt es sehr viele Grenzflächen, so dass hier die Grenzfläche ebenfalls von großer Bedeutung ist.

Von der wachstumstechnischen Seite ist das besondere an der AlSb/InAs-Grenzfläche, dass ein Wechsel aller Elemente stattfindet. Als Konsequenz ergibt sich die Möglichkeit von AlAs- oder InSb-Grenzflächenbindungen.

Um die Bindungen an der Grenzschicht beeinflussen zu können wurde von Tuttle et al. 1990 ein Schließ- und Öffnungsalgorithmus der Zzellenshutter eingeführt, mit dem Ergebnis, dass InSb-Bindungen zu höheren Elektronenmobilitäten führen. In den darauf folgenden Jahren wurden die beiden Grenzflächenarten mit den unterschiedlichsten spektroskopischen und mikroskopischen Methoden untersucht, ohne an der eigentlichen Shuttersequenz etwas zu ändern.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die Erweiterung der Shuttersequenz für InSb-Bindungen mit einer As-Wachstumsunterbrechung zu einer Verbesserung der Mobilität führt. Mit Hilfe von hochaufgelösten TEM-Bildern wurde meines Wissens nach zum ersten Mal die Präsenz amorpher Bereiche über der AlSb/InAs-Grenzfläche gezeigt, die erklären, weswegen das Wachstum dieser Grenzfläche von besonderer Herausforderung ist. Desweiteren wurde mit zeitaufgelösten RHEED-Intensitätsmessungen eine Methode präsentiert, um in situ die As-Wachstumspause zu optimieren.

Die AlSb/InAs-Grenzfläche besteht zwar nur aus zwei Monolagen von über 6000 für die gesamte Struktur, jedoch haben diese zwei Monolagen einen erheblichen Einfluss auf die Eigenschaften des späteren Bauelementes. Die optimale Shutterfolge an der Grenzfläche besteht aus der Abscheidung von 1,3 Monolagen Indium, gefolgt von 5 s Pause und 6 s

Arsen.

Für eine Quantentopfbreite von 15 nm wurde die höchste Elektronenmobilität gemessen. Eine Breite von 15 nm stellt einen optimalen Kompromiss dar, um auf der einen Seite den Einfluss der Grenzflächenrauhigkeit zu begrenzen (breiter Topf) und auf der anderen Seite die Besetzung mehrerer Leitungsunterbänder und die Bildung von Fehlanpassungsverstärkungen zu verhindern (schmäler Topf).

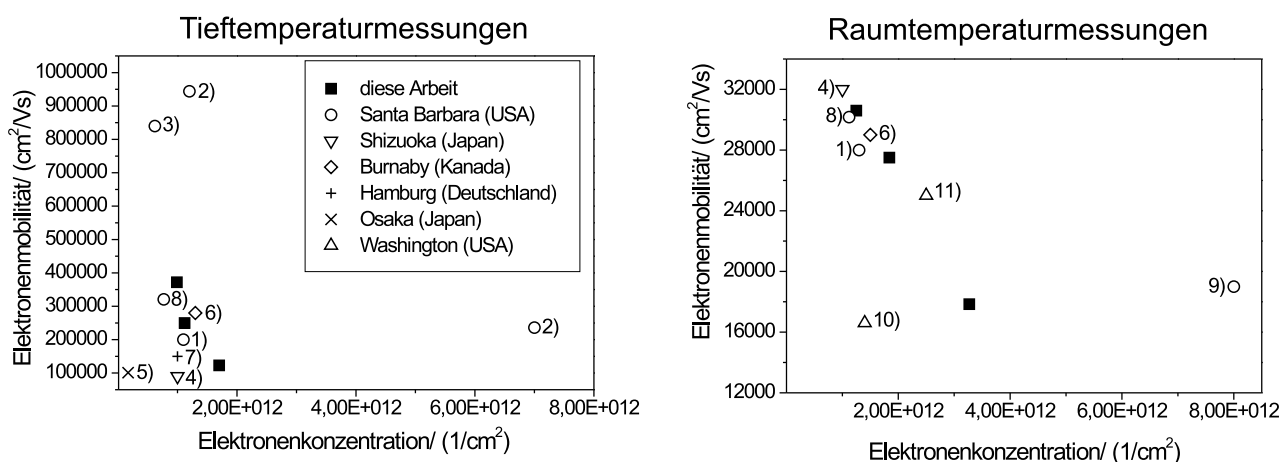


Abbildung 4.26: Elektronenmobilität und -konzentration für InAs-Quantentopfstrukturen, bei Tieftemperaturen und Raumtemperatur im internationalen Vergleich. 1) Ref. [123], 2) Ref. [68], 3) Ref. [124], 4) Ref. [125], 5) Ref. [126], 6) Ref. [127], 7) Ref. [128], 8) Ref. [129], 9) Ref. [122] und 10) Ref. [12].

In Abb. 4.26 sind die im Rahmen dieser Arbeit erreichten Mobilitätswerte und Elektronenkonzentrationen für InAs-Quantentopfstrukturen zusammen mit Ergebnissen aus der Literatur dargestellt. Die Temperaturen für die Tieftemperaturmessungen variieren von 4,2 K (diese Arbeit und Hamburg), 10-12 K (Santa Barbara und Burnaby), bis 77 K (Shizuoka und Osaka). Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, dass zwischen 4,2 K und 12 K die Mobilität und Konzentration konstant ist, während bei 77 K die Mobilität um etwa 26 % niedriger und die Ladungsträgerkonzentration um etwa 2 % höher ist.

Die Gruppe aus Santa Barbara (USA), um Prof. H. Kroemer, kann als führende Gruppe für InAs-Quantentöpfe angesehen werden, die solche Strukturen schon seit 15 Jahren untersucht. Diese Gruppe berichtet auch von Rekordwerten sowohl für die Elektronenmobilität, wie auch für die Elektronenkonzentration [68]. Selbst wenn in den Veröffentlichungen von reproduzierbaren Ergebnissen gesprochen wird, sind solch hohe Werte in keiner

der späteren Veröffentlichungen mehr erreicht worden. Auch von anderen Gruppen wurde meines Wissens nach keine so hohen Mobilitäten erzielt. In der neuesten Veröffentlichung aus Santa Barbara von 2003 werden Mobilitätswerte um $200000 \text{ cm}^2/Vs$ bei 10 K und $180000 \text{ cm}^2/Vs$ bei 77 K angegeben [123]. In der gleichen Ausgabe des selben Journals wurde im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit von einer Mobilität von $255000 \text{ cm}^2/Vs$ bei 77 K berichtet [91].

Bei Raumtemperatur sind die Unterschiede in der Mobilität geringer. Die Ergebnisse dieser Arbeit gehören hier neben den Gruppen aus Shizuoka (Japan) und Santa Barbara (USA) zu den besten weltweit.

Kapitel 5

InSb-Quantentopfstrukturen

5.1 Spezielle Eigenschaften von InSb-Heterostrukturen

Im Vergleich zum Wachstum von InAs-Quantentöpfen stellt das Wachstum von InSb-Quantentöpfen eine noch größere Herausforderung dar:

- Zu InSb gibt es kein semiisolierendes, gitterangepasstes Substrat, so dass hier ebenfalls SI-GaAs verwendet wird. Die Gitterfehlانpassung liegt in diesem Fall bei 14,6%, im Vergleich zu 7,8% für InAs.
- Hatte man bei InAs noch die Auswahl zwischen zwei III-V-Halbleitern als Barriere-material, so gibt es zu InSb keinen weiteren gitterangepassten III-V-Halbleiter.
- Die Wachstumstemperatur für InSb liegt unterhalb des Pyrometermessbereiches, so dass diese Methode zur Temperaturbestimmung ausscheidet. Statt dessen wird der Übergang im RHEED-Muster zur indirekten Temperaturbestimmung herangezogen. Anzumerken ist hierbei, dass es zwar Pyrometer mit einem Messbereich von kleiner 400 °C gibt, diese jedoch bei einer Wellenlänge ($> 1,6 \mu m$) arbeiten, für die GaAs transparent ist. Die Strahlung des Heizfilamentes wird so mit gemessen, was das Ergebnis verfälscht.
- Des weiteren hat sich gezeigt, dass die intrinsische Hintergrunddotierung eines InSb-Quantentopfes vom p-Typ ist, was im Gegensatz zu InAs-Quantentopfstrukturen eine zusätzliche n-Dotierung der InSb-Strukturen erforderlich macht [130]. Da Dotierelemente Verunreinigungen darstellen und so als Streuzentren die Elektronenmobilität beeinträchtigen, müssen sie außerhalb des Topfes platziert werden. Wichtige Parameter für diese Ferndotierung sind der Abstand der Dotierelemente zum Topf,

die Menge der Dotierelemente, die Art der Dotierelemente und die Wachstumstemperatur.

Neben diesen wachstumstechnischen Erschwernissen gegenüber InAs-Quantentöpfen hat InSb den Vorteil der geringsten Bandlücke, der geringsten effektiven Masse und der höchsten intrinsischen Elektronenmobilität aller III-V-Halbleiter [131].

Ballistischer Transport wurde bis zu Temperaturen von 185 K beobachtet [132], was InSb-Quantentopfstrukturen für den Einsatz als DEW-Bauelement¹ attraktiv macht.

Aufgrund der hohen Elektronenbeweglichkeit und der damit verbundenen hohen Hallempfindlichkeit, wird InSb bisher industriell als Magnetfeldsensor eingesetzt. Zudem kommt InSb als Infrarotdetektor für Wellenlängen bis $5,5 \mu\text{m}$ und als Breitbandbolometer bis hin zu mm-Wellen zum Einsatz. Die industriellen Anwendungsfelder für InSb beinhalten jedoch keine Heterostrukturbaulemente, obwohl die erste Heterostruktur mit InSb bereits 1981 realisiert wurde [133].

Bei der ersten Veröffentlichung zu einer CdTe/InSb-Heterostruktur wurde allerdings nicht etwa eine CdTe/InSb-Multilagenstruktur gewachsen, sondern es wurde lediglich ein InSb-Substrat verwendet, das damals schon mit einer ausreichenden Qualität zur Verfügung stand. Das eigentliche Ziel dieser Pionierarbeit war das Wachstum von CdTe. InSb ist nahezu gitterangepasst zu CdTe und hat die gleiche Kristallstruktur, weswegen es als Substrat gewählt wurde. Bei den ersten Untersuchungen zum CdTe-Wachstum auf einem InSb-Substrat ist jedoch schon das Hauptproblem zu Tage getreten: die Grenzfläche.

Selbst bei den sehr niedrigen Wachstumstemperaturen für CdTe von 200°C treten komplexe Grenzflächen auf, mit einer In_2Te_3 -Phase und Sb-Segregation [134]. Mit einem Überangebot an Cadmium konnte zwar eine abrupte CdTe-auf-InSb-Grenzfläche erzielt werden, jedoch hat das Wachstum von Multilagenstrukturen gezeigt, dass die umgekehrte Grenzfläche, also InSb-auf-CdTe, ebenfalls problematisch ist [135]. Die schlechte Grenzflächenqualität gilt als Hauptursache für die niedrige Elektronenmobilität von maximal $24000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 4,2 K.

SdH- und Quantum-Hall-Effekt-Messungen an CdTe/InSb-Quantentopfstrukturen bestätigen zwar die Präsenz eines 2DEGs, jedoch spricht man bei diesem Materialsystem schon von einer hohen Elektronenmobilität wenn man Werte von $20000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 4,2 K erhält [136]. Im Vergleich zu InAs-Quantentopfstrukturen ist dies weniger als ein Zehntel, obwohl durch die geringere effektive Masse von InSb die Elektronenbeweglichkeit höher als bei InAs sein müsste.

Da eine CdTe-Barriere wegen der Grenzflächenproblematik nicht zum erhofften Erfolg führte, bleibt noch die Alternative einer gitterverspannten $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Barriere. Bei diesem Barrierentyp muss ein Kompromiss zwischen der Barrierenhöhe und der Gitterfehl-

¹DEW = Double-Electron-Waveguide (siehe Kapitel 1)

anpassung eingegangen werden. Je höher die Barriere, desto größer ist die Fehlanpassung. Die Gruppe von Prof. Santos, von der University of Oklahoma in Norman (USA), hat mit einer $\text{Al}_{0,11}\text{In}_{0,89}\text{Sb}$ -Barriere eine Elektronenmobilität von $97000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 4,2 K erreicht und damit die Überlegenheit dieses Barrierentypes demonstriert [81].

5.2 MBE-Wachstum von InSb

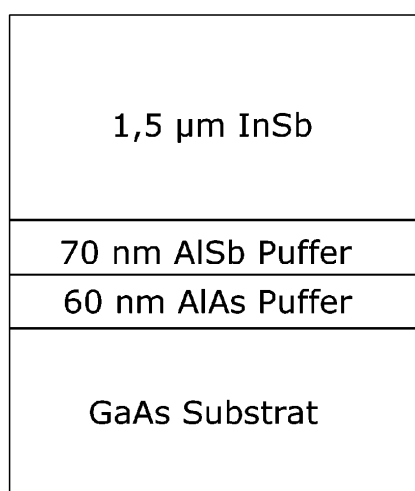


Abbildung 5.1: Schichtdesign zur Optimierung der InSb-Wachstumsbedingungen. Die Gitterfehlanpassung wird in zwei Stufen überwunden.

Aufgrund der großen Gitterfehlanpassung und der Bandlückendifferenz zwischen GaAs und InSb, sowie der niedrigen Wachstumstemperatur von InSb, besteht der erste wichtige Schritt in einer Optimierung der InSb-Wachstumsparameter. Zur Überwindung der Gitterfehlanpassung von 14,6% wird ein Zweistufensystem verwendet, wie es in Abb. 5.1 zu sehen ist. In Anlehnung an die Untersuchungen von Pufferschichten für InAs wird zunächst eine AlAs-Schicht, gefolgt von einer AlSb-Schicht gewachsen. Die Gitterkonstante von AlSb befindet sich zwischen der von GaAs und InSb, so dass die Gitterkonstante stufenweise angepasst werden kann. Die AlSb-Schichtdicke wurde dabei so gewählt, dass die Schicht relaxiert ist und eine glatte Oberfläche vorliegt. Anschließend wird die Substrattemperatur für den Beginn des InSb-Wachstums auf 350 °C abgesenkt. Durch die kleine Bandlücke von InSb steigt die Oberflächentemperatur während der Anfangsphase des Wachstums schnell an und wird bei 420 °C konstant gehalten. Der Messbereich des vorhandenen Pyrometer beginnt bei 450 °C, was in etwa der maximal möglichen

Wachstumstemperatur für epitaktisches InSb entspricht. Beim Wachstum ist also darauf zu achten, dass die Anzeige immer außerhalb des Messbereiches bleibt. Eine exakte Temperaturbestimmung ist so jedoch nicht möglich.

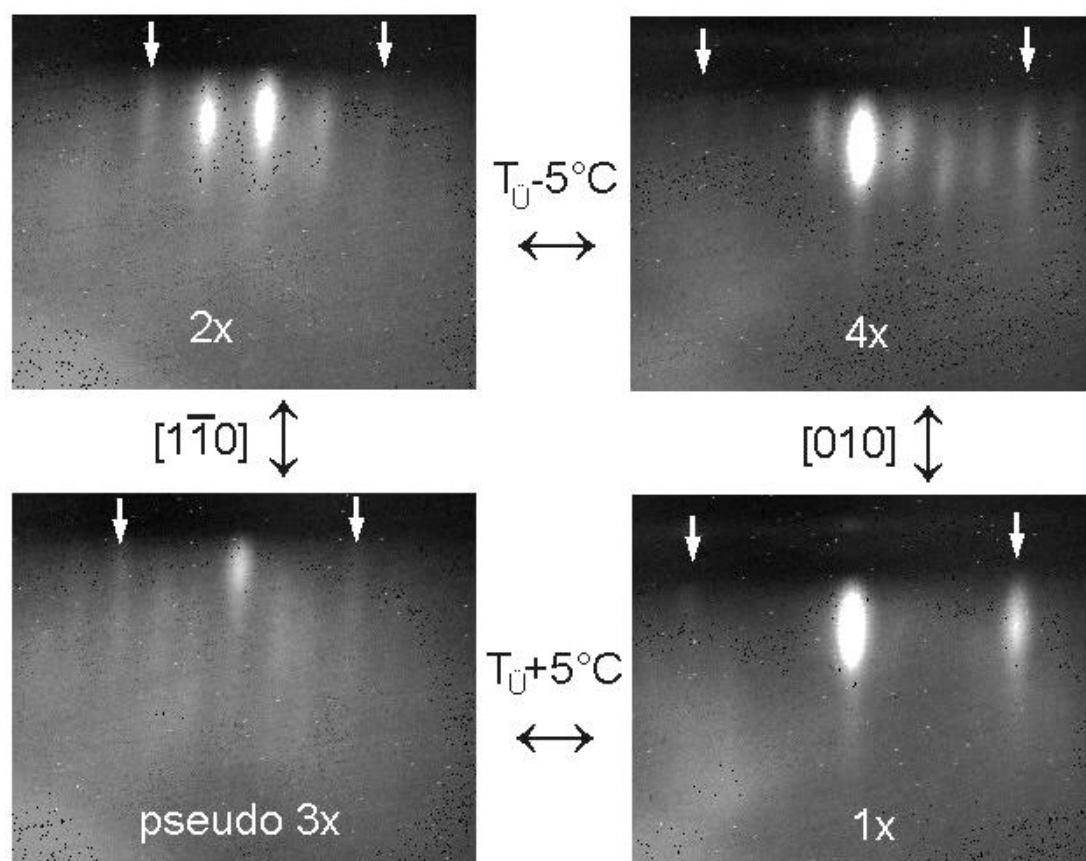


Abbildung 5.2: RHEED-Musterwechsel in $[1\bar{1}0]$ - und $[110]$ -Richtung für 5°C unter der Übergangstemperatur $T(\ddot{U})$ und 5°C darüber. Die Pfeile markieren die (01) und $(0\bar{1})$ Beugung des Kristallgitters.

In der Literatur findet man ein Oberflächenphasendiagramm für InSb, bei dem die Übergänge im RHEED-Rekonstruktionsmuster über der Temperatur und dem Druckverhältnis aufgetragen sind [137]. Daraus geht hervor, dass bei einem V/III-Verhältnis von 1,3 ein Übergang von $c(4 \times 4)$ nach (1×3) bei 385°C stattfindet. Die Substrattemperatur ist mit 350°C zu Beginn des Wachstums so niedrig gewählt, dass die InSb-Oberflächenrekonstruktion vor Erreichen der kritischen Wachstumstemperatur im RHEED-Bild sichtbar wird. Sind die Teilordnungslinien erkennbar, kann der Übergang bestimmt werden. In Abb. 5.2 ist der Wechsel im RHEED-Muster für die $[1\bar{1}0]$ - und $[010]$ -Richtungen gezeigt. Zu be-

achten ist, dass zu einer vollständigen Bestimmung des RHEED-Rekonstruktionsmusters Aufnahmen in drei Richtungen gemacht werden müssen. Für die hier nicht gezeigte $[110]$ -Richtung entspricht das RHEED-Muster bei der niedrigen Temperatur dem der $[1\bar{1}0]$ -Richtung. In $[1\bar{1}0]$ - und $[110]$ -Richtung beobachtet man also ein (2×2) -Muster. Betrachtet man zusätzlich auch noch die $[010]$ -Richtung, so ergibt sich hier eine $4 \times$ -Rekonstruktion. Daraus folgt ein zentriertes Übergitter vom Typ $c(4 \times 4)$. In Abb. 5.3 ist eine mögliche Oberflächenstruktur für InSb gezeigt, wie sie in Ref. [138] vorgeschlagen wird und zu dem beobachteten $c(4 \times 4)$ -Beugungsmuster führt. Dieses Modell beinhaltet jeweils zwei Dimercluster an der Oberfläche. Die einzelnen Cluster ordnen sich in einer flächenzentrierten Struktur an, wobei die Kantenlänge der Elementarzelle viermal der des Kristallgitters entspricht.

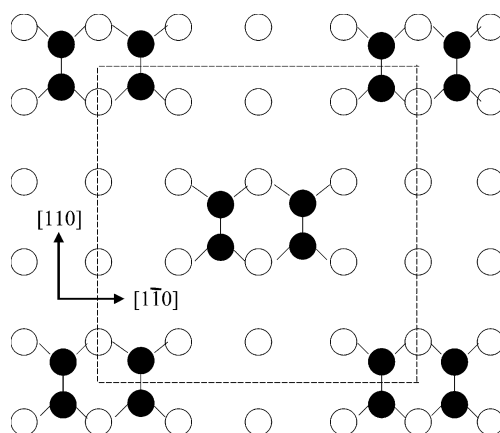


Abbildung 5.3: Mögliches Modell einer $c(4 \times 4)$ Rekonstruktion auf einer InSb (001)-Oberfläche [138]. Die schwarz ausgefüllten Kreise stellen die Oberflächenatome des Übergitters dar und die gestrichelte Linie markiert die flächenzentrierte Elementarzelle des Übergitters.

Beim Temperaturübergang wechselt das RHEED-Muster von $c(4 \times 4)$ nach (1×3) . Wobei in der $[1\bar{1}0]$ -Richtung hier ein pseudo- $3 \times$ zu erkennen ist, da die $1/3$ -Teilordnungslinien nicht äquidistant sind. Diese Beobachtung deckt sich mit denen der meisten anderen Gruppen ([139] und Ref. darin), wird aber nicht von Williams et al. im Rahmen des Oberflächenphasendiagramms bestätigt. Die Angabe über die Temperatur des Übergangs stimmt jedoch in allen Veröffentlichungen mit $\pm 2,5$ °C überein. Wobei Söderström et al. ein zusätzliches Thermoelement benutzen, das durch Schwenken des Substrates direkt mit diesem kontaktiert wird. Williams et al. verwenden zur Temperaturbestimmung ebenfalls ein Thermoelement, das über den Schmelzpunkt von Indium kalibriert wurde. Diese Gruppe wächst direkt auf einem InSb-Substrat, so dass sich die Temperatur während des

Wachstums nicht ändert.

Die Oberflächenrekonstruktion kann ebenfalls einen Einfluss auf die Qualität der Schicht haben. Eine InSb-Schicht, die unter einer $c(4 \times 4)$ -Rekonstruktion gewachsen wird, weist so eine niedrigere Elektronenmobilität auf, als wenn das Wachstum bei einer Temperatur nur wenig über dem Übergang zu pseudo- (1×3) stattfindet [139].

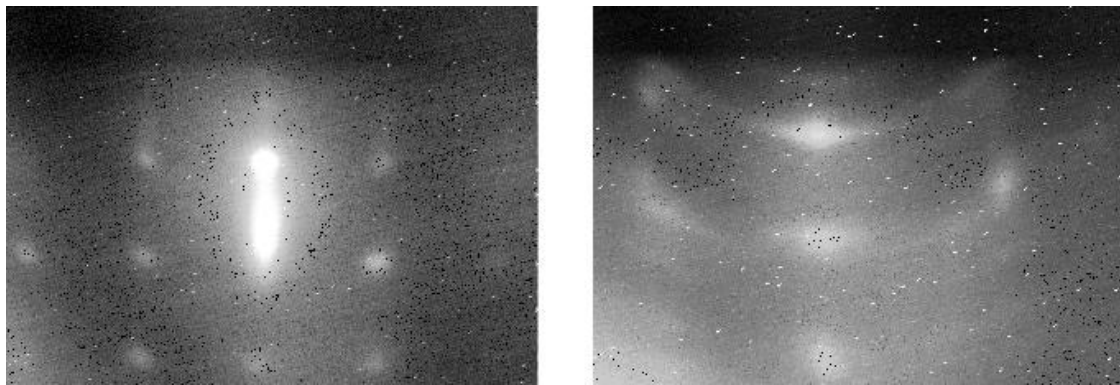


Abbildung 5.4: RHEED-Bilder entlang der $[010]$ -Richtung für eine zu steile Temperaturrampe, was zunächst zu einer Inselbildung (links) und anschließend zum Zusammenbruch des einkristallinen Wachstums (rechts) führt.

Praktisch bedeutet dies, dass der Übergang im RHEED-Muster als untere Temperaturgrenze und der Beginn des Pyrometermessbereiches als obere Grenze für das InSb-Wachstum benutzt werden kann. Um reproduzierbare Schichten herstellen zu können ist es zweckmäßig eine Kalibrierung des wahren V/III-Verhältnisses und der Temperaturrampe vorzunehmen. Für die Temperaturrampe wird in regelmäßigen Abständen das Wachstum unterbrochen und der Übergang im RHEED-Muster mit der Thermoelementtemperatur abgeglichen. Eine zu große Abweichung des V/III-Verhältnisses von 1,3 oder eine nicht korrekte Temperaturrampe führen zu einer Aufrauhung der Oberfläche, bis hin zu einem Zusammenbrechen des einkristallinen Wachstums, wie in Abb. 5.4 im Fall einer zu steilen Temperaturrampe gezeigt ist.

In Abb. 5.5 ist die Raumtemperaturmobilität in Abhängigkeit der InSb-Dicke für die im Rahmen dieser Arbeit gewachsenen Schichten und Vergleichswerte aus der Literatur gezeigt. Um den Einfluss von Defekten, wie Fehlanpassungsversetzungen auf die Mobilität zu untersuchen verwendet man in der Regel tiefe Temperaturen. Bei tiefen Temperaturen ist die Phononenstreuung reduziert und dadurch hat eine Reduzierung der Versetzungsdichte einen größeren Einfluss auf die Mobilität. Bei InSb streuen die Mobilitätswerte jedoch für tiefe Temperaturen sehr stark. In der Literatur schwanken die Mobilitätsdaten für InSb z.B. von einer Erhöhung um 37 % [140] bis zu einer Erniedrigung um 18 % [141],

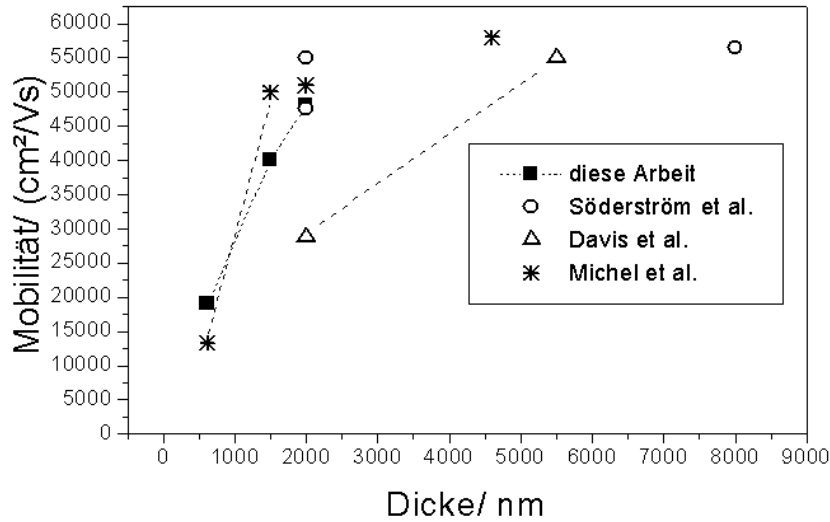


Abbildung 5.5: Ladungsträgermobilität in Abhängigkeit der InSb-Schichtdicke auf einem GaAs-Substrat bei Raumtemperatur. Die gestrichelten Linien dienen der Verdeutlichung der Tendenz.

wenn die Probe von Raumtemperatur auf 77 K abgekühlt wird. Ursache hierfür sind die unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen. Die von allen Gruppen verwendete van der Pauw-Methode funktioniert nur, wenn eine Ladungsträgerart dominiert ($N_A \neq N_D$). Sind beide Ladungsträgerarten präsent, findet eine Kompensation der Hallspannung und damit des Hallwiderstandes statt, was zu fehlerhaften Werten führt. Bei Raumtemperatur überwiegen die Elektronen. Die nicht zusätzlich dotierten InSb-Schichten haben eine Konzentration von $N_D - N_A \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^3$. Für tiefe Temperaturen sinkt die Ladungsträgerkonzentration und es wird sogar von einem Vorzeichenwechsel hin zu einer Löcherleitung berichtet [139]. Ein Mobilitätsvergleich macht so nur bei Raumtemperatur Sinn.

Selbst bei Raumtemperatur ist jedoch ein deutlicher Anstieg der Mobilität mit der Schichtdicke in Abb. 5.5 zu erkennen. Michel et al. haben InSb direkt auf GaAs gewachsen, wodurch die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Stufenanpassung der Gitterkonstanten für kleine InSb-Schichtdicken einen Vorteil hat und sich höhere Mobilitäten ergeben. Die gemessenen Mobilitäten dieser Gruppe steigen jedoch schneller mit der Schichtdicke an, was auf eine bessere Temperaturrampe schließen lässt. Davis et al. messen für $2 \mu\text{m}$ InSb zwar eine vergleichsweise niedrige Mobilität, für eine ausreichende Schichtdicke erreicht aber auch diese Gruppe eine hohe Mobilität. Die beiden Werte von Söderström et al. bei $2 \mu\text{m}$ beziehen sich auf unterschiedliche Wachstumstemperaturen. Der höhere Wert entspricht

einer Wachstumstemperatur von 420 °C, die der im Rahmen dieser Arbeit gewachsenen Schichten entspricht.

Wie aus Abb. 5.5 weiter hervorgeht, ist bei Verwendung eines GaAs-Substrates eine maximale Mobilität für InSb von $55000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bis $60000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ zu erreichen. Theoretisch ergibt sich allerdings für InSb eine Mobilität von $78000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei Raumtemperatur, die durch Phononenstreuung limitiert ist [143].

Versetzungen und Mikrozwillingbildung werden als Hauptdefektarten ausgemacht [139], die die Mobilität reduzieren. Ab einer bestimmten Schichtdicke steigt die Mobilität nicht mehr, was auf einen Grenzwert für die Defektanzahl hindeutet, der nicht unterschritten werden kann.

Wie die Vergleichsdaten in Abb. 5.5 zeigen, ist die Optimierung von InSb ausreichend, um als nächstes zum Wachstum von Quantentopfstrukturen überzugehen.

5.3 Wachstum von InSb-Quantentöpfen

10 nm InSb-Deckschicht
10nm $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -spacer δ -Dotierung
100 nm $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Barriere δ -Dotierung
60nm $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -spacer
30 nm InSb-QT
3 μm $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Puffer & Barriere
60 nm AlSb-Puffer
50 nm AlAs-Puffer
350 μm SI-GaAs-Substrat

Abbildung 5.6: Schichtstruktur eines InSb-Quantentopfes auf einem GaAs-Substrat.

Ein typisches Schichtdesign für eine InSb-Quantentopfstruktur ist in Abb. 5.6 gezeigt. Die erste Schichtfolge des Puffers ist gleich der aus dem letzten Kapitel, gefolgt von einer dicken $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Schicht. Diese Schicht dient nicht nur als Puffer, sondern ist gleichzeitig

auch die Barriere zum Topf. Mit steigendem Al-Anteil steigt auch die Leitungsbanddifferenz und die Barriere wird höher. Gleichzeitig nimmt aber auch die Gitterfehlانpassung zum InSb zu, so dass ein Kompromiss gefunden werden muss. In der Literatur findet man einen Al-Anteil von 7 % bis 17 % [81, 144].

Das Wachstum einer InSb-Quantentopfstruktur ohne eine zusätzliche Dotierung führt zu einer positiven Ladungsträgerkonzentration bei 77 K. Dies kann mit der $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Schicht erklärt werden, die der Hauptbestandteil der Struktur ist und eine größere Bandlücke als InSb besitzt. Die Anzahl thermisch aktivierter Elektronen ist also geringer, so dass bei reinem InSb die Elektronen bei 77 K zwar noch überwiegen, dies aber nicht mehr für $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ mit $x > 0,1$ gilt. Diese Beobachtungen sind jedoch von der verwendeten MBE-Anlage abhängig. Während die meisten Gruppen für InSb bei 77 K noch eine negative Ladungsträgerkonzentration messen, berichten andere von einer positiven Ladungsträgerkonzentration [139]. Sogar bei Raumtemperatur wurde schon von einer p-Dotierung für reines InSb berichtet [81]. Defekte, die aufgrund der Gitterfehlانpassung entstehen, werden für die p-Dotierung verantwortlich gemacht [145]. Aufgrund der stark unterschiedlichen Beobachtungen scheinen jedoch auch die Verunreinigungen in der jeweiligen Anlage, die verwendeten Quellenmaterialien und Unterschiede in den Wachstumsbedingungen eine Rolle zu spielen. Selbst für das Fermi-level pinning findet man in der Literatur entgegengesetzte Angaben, die von einem Oberflächenpinning im Valenzband [146] bis hin zu einem Pinning im Leitungsband reichen [139].

Hohe Mobilitäten sind mit Löchern, aufgrund der großen Masse, nicht zu erreichen. Deswegen werden die InSb-Quantentopfstrukturen zusätzlich n-dotiert. Die Struktur in Abb. 5.6 beinhaltet zwei δ -Dotierungen. Die obere Dotierung stellt zusätzliche Elektronen für Oberflächenzustände zur Verfügung, um eine Verarmung des Quantentopfes von der Oberfläche aus zu verhindern [131]. Die zweite δ -Dotierung stellt Elektronen für den Topf zur Verfügung. Die Gruppe von Prof. Santos hat den Einfluss des Abstandes der δ -Dotierung zum Quantentopf untersucht [81]. Je kleiner der Abstand, desto effektiver ist die Dotierung. Ein zu kleiner Abstand führt allerdings zu Streuprozessen durch die ionisierten Atomrümpfe und folglich zu einer reduzierten Elektronenmobilität. Ein Abstand von 60 nm ist ausreichend um solche Streuprozesse zu vermeiden [147].

Die Wachstumstemperatur hat ebenfalls einen Einfluss auf die Dotierung. Für eine Dotierung mit Silizium muss der amphotere Charakter mit berücksichtigt werden. Dabei hat sich gezeigt, dass für ein Wachstum unter einer pseudo- (1×3) -Rekonstruktion mehr Kompensation auftritt als unter c- (4×4) [130]. Die Wachstumsqualität ist jedoch unter pseudo- (1×3) besser, weswegen im Rahmen dieser Arbeit die Pufferschicht und der Quantentopf bei 420 °C gewachsen wurden, also unter pseudo- (1×3) . Anschließend wurde die Wachstumstemperatur vor der ersten δ -Dotierung auf 5 °C unter den Übergang abgesenkt.

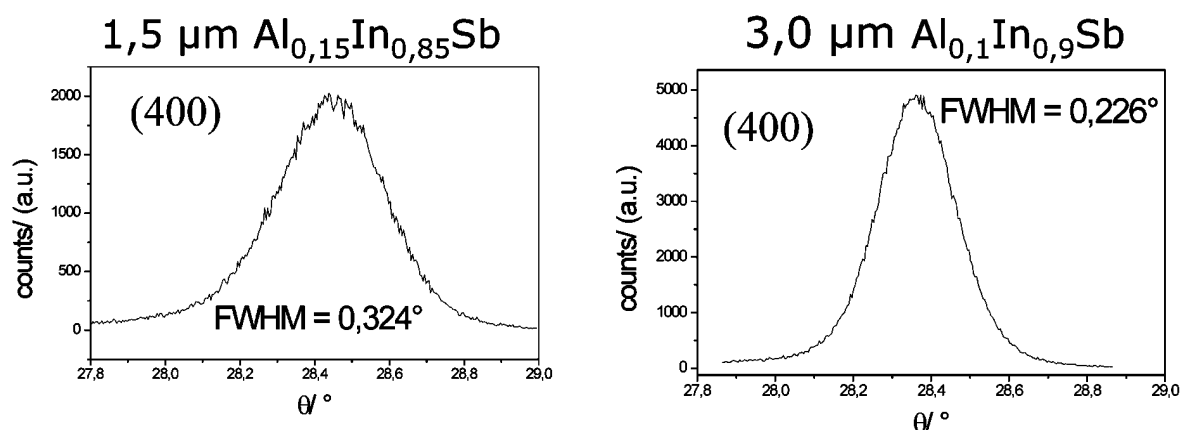


Abbildung 5.7: Rocking-Kurven mit Cu- K_α -Strahlung des (400)- $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ -Reflexes. Bei der Angabe der Halbwertsbreite ist die instrumentelle Verbreiterung bereits abgezogen.

Von den Ergebnissen aus Kap. 4.2.4 für InAs-Quantentopfstrukturen ist bekannt, dass eine 500 nm dicke Pufferschicht bereits genügt, um eine ausreichende Qualität für ein 2DEG zu gewährleisten. Eine Dicke von 1,8 μm wurde für die optimierten Strukturen verwendet. Im Fall von InSb-Quantentopfstrukturen wurde bezüglich der größeren Fehl-anpassung gleich mit einer 1,5 μm Pufferschicht begonnen.

Jedoch konnte mit dieser Pufferschichtdicke keine Präsenz eines 2DEGs mit SdH-Messungen nachgewiesen werden. Erst bei einer Pufferschichtdicke von 3 μm waren Oszillationen zu erkennen. Messungen der Rocking-Kurve des (400)-Reflexes mit Cu- K_α -Strahlung sind für Proben mit 1,5 μm und 3 μm Pufferschicht in Abb. 5.7 zu sehen. Für diese Schichtdicken ist die Reflexbreite ein Indikator für Defekte, sofern die instrumentelle Verbreiterung abgezogen wurde. Der (400)-Reflex des GaAs-Substrates hat eine Halbwertsbreite von 0,008°. Dieser Wert ist bei den Angaben der FWHM abgezogen. Wie man in Abb. 5.7 erkennt, ist die Halbwertsbreite der 3 μm Pufferschicht um 0,098° geringer, was auf eine bessere Schichtqualität schließen lässt. Die Röntgenmessungen bestätigen damit den Hinweis, dass für InSb-Quantentopfstrukturen eine Pufferschichtdicke von 1,5 μm nicht ausreichend ist. Ein weiteres Problem ist die Leitfähigkeit des Puffers. Je dicker der Puffer, umso mehr macht sich die Parallelleitung durch den Puffer bemerkbar. In Abb. 5.8 oben links, sind die SdH-Oszillationen in der 1/B-Auftragung zu sehen. Die geringe Amplitudenhöhe und der Abfall der Kurve zeigen bereits eine hohe Präsenz von nicht quantisierten Ladungsträgern an. Als Pufferschicht und Barriere wurde Al_{0,1}In_{0,9}Sb verwendet. Die Schichtfolge und Schichtdicken entsprechen denen aus Abb. 5.6. Die Quantentopfbreite ist mit 30 nm

so gewählt, dass nach der Matthews und Blakeslee Gleichung [44] noch keine Fehlanpassungsversetzungen auftreten. Wie bereits im Kapitel 4.3 besprochen wurde, stellt diese Gleichung einen unteren Grenzwert für die Fehlanpassungsversetzungsbildung dar.

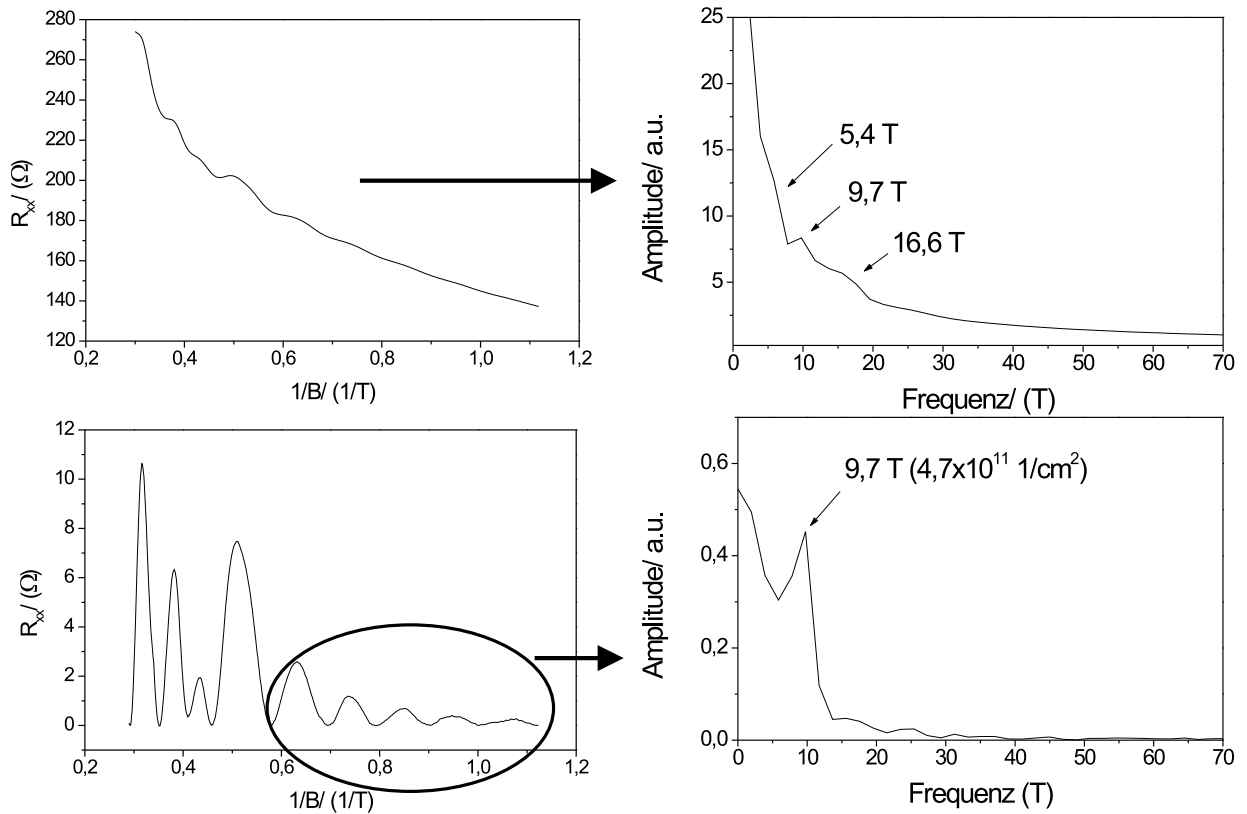


Abbildung 5.8: SdH-Oszillationen bei 1,3 K eines 30 nm InSb-Quantentopfes, links oben. Rechts oben ist die dazugehörige Fouriertransformation zu sehen. In der Darstellung links unten ist der nicht oszillierende Teil abgezogen. Die Fouriertransformation der Kurve innerhalb der Ellipse ist rechts unten gezeigt.

Eine grobe Abschätzung, ab wann das zweite Leitungsband in einem 30 nm InSb-Topf besetzt ist, findet man in Ref. [81]. Hier wird von einem parabolischen Bandverlauf ausgegangen. Desweiteren sollen sich 50 % der Bandlückendifferenz im Leitungsband befinden und der Al-Anteil der Barriere beträgt 11 %. Bei 0 K würde nach dieser Berechnung das zweite Leitungsband ab einer Elektronenkonzentration von $2,4 \cdot 10^{11} \text{ 1/cm}^2$ besetzt sein. Hall-Messungen bei 1,3 K haben eine Konzentration von 10^{12} 1/cm^2 ergeben, was auf eine Besetzung mehrerer Leitungsbande schließen lässt. Eine Fouriertransformation der

Abb. 5.8 oben links zeigt drei Peaks. Wobei eine Frequenz von 5,4 T einer Dotierung von $2,6 \cdot 10^{11} \text{ 1/cm}^2$, 9,7 T einer von $4,7 \cdot 10^{11} \text{ 1/cm}^2$ und 16,6 T einer von $8 \cdot 10^{11} \text{ 1/cm}^2$ entspricht. Zusammen ergibt dies eine Konzentration von $1,53 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$, also einen Wert der über dem der Hall-Messung liegt. Dies ist möglich, wenn man von Akzeptoren im $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{Sb}$ ausgeht, die bei der Hall-Messung einen Teil der Elektronen kompensieren. In Abb. 5.8 unten links wurde der nicht oszillierende Untergrund abgezogen. Die einzelnen Oszillation sind jetzt deutlich zu erkennen. Eine Fouriertransformation über den gesamten Bereich führt zu den selben drei Peaks, so dass wirklich nur der nicht-oszillierende Teil abgezogen wurde. Transformiert man nur den Bereich für niedrige Magnetfelder, so ist lediglich ein Peak deutlich zu erkennen, wie in Abb. 5.8 unten rechts zu sehen ist.

Bei einer genaueren Betrachtung der Oszillationen ist bei $0,5 \text{ T}^{-1}$ der Beginn einer Peakaufspaltung zu erahnen. Bei den Oszillationen außerhalb der Ellipse findet demnach eine Spin-Aufspaltung statt. Durch die Peakverdopplung entsteht eine Frequenz von 16,6 T. Die Frequenz von 5,4 T ist ebenfalls eine Folge der Spin-Aufspaltung, da die Amplitude durch die Auflösung in zwei Peaks niedriger wird und dann für größer werdende Magnetfelder wieder steigt. 5,4 T entspricht der Periode von $0,31 \text{ T}^{-1}$ bis $0,5 \text{ T}^{-1}$. Die eigentliche Elektronenkonzentration im Topf ist somit $4,7 \cdot 10^{11} \text{ 1/cm}^2$. Eine Besetzung des zweiten Leitungsbandes ist nicht zu erkennen.

Mehr als die Hälfte der Ladungsträger in dieser Probe ist demnach nicht quantisiert. Die gemessene Hall-Mobilität von $25000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ entspricht somit nicht der Mobilität im Quantentopf. Im Wesentlichen existieren drei Widerstände, die den Gesamtwiderstand ausmachen. Wie in Abb. 5.9 gezeigt ist, sind dies der Widerstand des Quantentopfes, der des Puffers und der des Substrates. Da ein semiisolierendes Substrat verwendet wurde, wird der Substratwiderstand im folgenden vernachlässigt. Der Schichtwiderstand ist gegeben durch

$$R_s = \frac{1}{n e \mu d}, \quad (5.1)$$

mit der Ladungsträgerkonzentration n , der Elementarladung e , der Mobilität μ und der Schichtdicke d .

Die Ladungsträgerkonzentrationen der einzelnen Widerstände sind bekannt. Bei einer $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{Sb}$ -Schicht ohne die Präsenz eines 2DEGs, aber ebenfalls mit zwei δ -Dotierungen wurde eine Mobilität von $9000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ gemessen. Nimmt man diese Mobilität für den Puffer an, so ergibt sich eine Mobilität für das 2DEG von $43000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

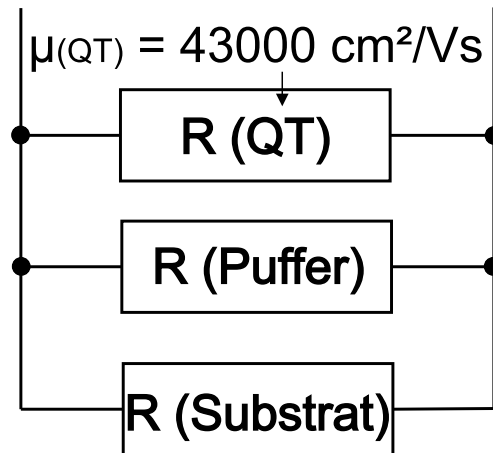


Abbildung 5.9: Ersatzschaltbild der InSb-Quantentopfstruktur.

5.4 Ausblick

Auch wenn die Präsenz eines 2DEGs gezeigt wurde, so ist die Mobilität nicht höher als für dicke InSb-Schichten. Bei TEM-Untersuchungen wurden als Hauptdefekte, neben Versetzungen, Mikrozwillinge (engl. micro-twins) identifiziert. Dies gilt sowohl für $\text{Al}_{0,09}\text{In}_{0,91}\text{Sb}$ [132], als auch für InSb [139]. Durch die Mikrozwillinge entsteht ein Versatz bzw. eine Neigung des Quantentopfes. Als Resultat befindet sich der Quantentopf an unterschiedlichen Positionen entlang der z-Achse. Für einen zweidimensionalen Transport in einer Ebene stellen die Mikrozwillinge so ein größeres Streupotential dar, als für eine dicke Schicht mit einem dreidimensionalen Transport. Dies kann erklären, weswegen für den Transport im quantisierten Zustand keine größeren Mobilitäten gemessen wurden. Außerdem können die ionisierten Dotierungselemente zu einem zusätzlichen Streupotential führen.

Die Gruppe von Prof. Santos hat als einzige von Elektronenmobilitäten von über $97000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 4,2 K für Quantentopfstrukturen mit einem Topf berichtet [81]. Während eines zweiwöchigen Besuches bei dieser Gruppe hat sich jedoch herausgestellt, dass diese Werte nicht reproduzierbar sind. Eine eindeutige Ursache hierfür konnte bisher nicht gefunden werden.

Neben Untersuchungen zur Vermeidung von Mikrozwillingen scheint die richtige Dotierung eine Schlüsselrolle zu spielen. Die während des Besuches in Norman (Oklahoma, USA) gewachsenen Strukturen haben zwar nur eine geringfügig höhere Mobilität als die in Darmstadt gewachsenen, jedoch ist das Dotierungsverhalten unterschiedlich. Bei den erst genannten Strukturen tritt eine Verarmung des Quantentopfes für tiefe Temperaturen auf (zu wenige Donatoren), während bei den in Darmstadt gewachsenen Schichten nur ein Teil der zusätzlich eingebrachten Donatoren auch wirklich Elektronen für den Topf zur

Verfügung stellt.

Ein weiteres Problem bei diesen Strukturen stellt der Schottky-Kontakt dar. Sollen InSb-Heterostrukturen als elektrisches Bauelement eingesetzt werden, so müssen sowohl Ohmsche- als auch Schottky-Kontakte realisiert werden. Auf Grund der kleinen Bandlücke und des Fermi-level pinnings an der Oberfläche ist kein Metall-Halbleiter Schottky-Kontakt möglich. Eine MIS-Struktur (Metall-Isolator-Halbleiter) ist wegen des hohen Leckstroms meist nicht akzeptabel. Kann man also erst einmal Quantentöpfe mit reproduzierbar hoher Elektronenmobilität herstellen, so muss als nächstes herausgefunden werden, ob der Al-Anteil in der oberen Barriere soweit erhöht werden kann, dass ein Schottky-Kontakt möglich ist.

Um die Vorteile der kleinen effektiven Elektronenmasse von InSb nutzen zu können, müssen erst noch eine Reihe von wachstums- und kontakttechnologischen Problemen gelöst werden. InAs-Quantentopfstrukturen haben so für die nahe Zukunft ein größeres Potential für den Einsatz in elektrischen Bauelementen, bei denen eine niedrige effektive Elektronenmasse und ein hoher g-Faktor gefragt sind.

Kapitel 6

Ohmscher Pd/Ge/Au-Kontakt auf n-GaSb

6.1 Motivation

Für jedes Halbleiterbauelement sind ohmsche Kontakte von besonderer Bedeutung. Eine lineare Strom-Spannungs-Kennlinie und ein niedriger Kontaktwiderstand ermöglichen den Ladungsträgern einen leichten Übergang von den metallischen Zuführungen in das Halbleiterbauelement und umgekehrt. Die charakteristischen Eigenschaften des Bauelementes können nur so erhalten bleiben, weswegen der ohmsche Kontakt einen essentiellen Part darstellt.

Für die auf 6,1 Å basierenden Bauelemente, also Heterostrukturen aus GaSb, AlSb und InAs, stellt sich immer häufiger heraus, dass GaSb das Material ist, auf dem die Kontakte zu realisieren sind [148].

Für GaSb ist die Fermienergie an der Oberfläche nahe dem Valenzband gepinnt. Dies hat nicht nur Auswirkungen auf die Ladungsträgerkonzentration in einem InAs-Quantentopf (Kap. 4.4), sondern auch auf die Kontaktierbarkeit des Halbleiters. Für p-GaSb ist es aufgrund des Pinnings leicht einen ohmschen Kontakt zu realisieren. In der Regel erhält man direkt nach dem Aufdampfen des Metalls ein ohmsches Verhalten mit einem ausreichend kleinen Kontaktwiderstand, ohne dass ein gesondertes Tempern erforderlich ist [149]. Für n-GaSb dagegen weist jeder Metall-Halbleiterübergang zunächst einmal ein Schottky-Verhalten auf, weswegen es eine technologische Herausforderung ist, auf diesem Materialsystem einen ohmschen Kontakt zu realisieren.

Im Gegensatz zu n-GaAs bei dem der Ni/AuGe/Ni-Kontakt als ein ohmscher Standardkontakt angesehen werden kann, hat sich etwas vergleichbares für n-GaSb noch nicht durchgesetzt. Der Standardkontakt für n-GaAs basiert darauf, dass Gold und Germanium

mit einer eutektischen Zusammensetzung aufgedampft werden und sich so ein niedriger Schmelzpunkt ergibt, der beim Tempern überschritten wird. Damit wird die Ge-Diffusion in den Halbleiter erleichtert. Für GaSb hat sich allerdings herausgestellt, dass die Au-Diffusion in den Halbleiter zu hoch ist, so dass die thermische Stabilität für den Einsatz solcher Kontakte in Bauelementen zu schlecht ist [75, 150].

Varblianska et al. haben noch 1997 geschrieben, dass zwar kürzlich einige Veröffentlichungen zu ohmschen Kontakten auf n-GaSb erschienen seien, ein zuverlässiges Kontaktsystem aber noch bevorstehe [150].



UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK BIELEFELD

Startseite | Suche | Bestellung | WWW-Angebote | Wir über uns | Übersicht | A-Z | Briefkasten

deutsch / [English](#)

In Zusammenarbeit mit
der Digitalen Bibliothek
NRW und Infoball

JADE - Dokumente: 1 - 11 von 11

Nr	Autor	Titel	ISSN
➡ 1	Ikossi, K.	Metallization options and annealing temperatures for low con	
In:	SOLID STATE ELECTRONICS	2002, Vol. 46, Nr. 10, S. 1627-1631	0038-1101
➡ 2	Sigmund, J.	Microstructure analysis of ohmic contacts on MBE grown n-GaS	
In:	JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH	2001, Vol. 227/228, S. 625-629	0022-0248
➡ 3	Vogt, A.	Non-annealed ohmic contacts to p-GaSb grown by molecular bea	
In:	MATERIALS SCIENCE AND ENGINEERING -LAUSANNE- B	1999, Vol. 66, Nr. 1-3, S. 199 -	0921-5107
➡ 4	Hartnagel, H. L.	Ohmic contact formation mechanism of the PdGeAu system on n-t	
In:	JOURNAL OF APPLIED PHYSICS	1998, Vol. 83, Nr. 12, S. 7715 -	0021-8979
5	Tzanev, K.	Pd-Based Ohmic Contacts to n-GaSb	
In:	PHYSICA STATUS SOLIDI A APPLIED RESEARCH	1997, Vol. 163, Nr. 2, S. 387 -	0031-8965
6	Milnes, A. G.	Ohmic Contacts Formed on n-GaSb by Electrochemical Depositi	
In:	JOURNAL- ELECTROCHEMICAL SOCIETY	1996, Vol. 143, Nr. 3, S. 1014 -	0013-4651
7	Chin, V. W. L.	Ohmic contacts to n-type and p-type GaSb	
In:	SOLID STATE ELECTRONICS	1996, Vol. 39, Nr. 3, S. 329 -	0038-1101
8	Piotrowski, T.	Interaction of Au with GaSb and its Impact on the Formation o	
In:	ACTA PHYSICA POLONICA SERIES A	1995, Vol. 87, Nr. 2, S. 419 -	0587-4246
9	Ye, M.	Ohmic contacts of Au and Ag to p-GaSb	
In:	SOLID STATE ELECTRONICS	1994, Vol. 37, Nr. 1, S. 37 -	0038-1101
10	Rolland, M.	Characterization of ohmic contacts on n- and p-type GaSb	
In:	MATERIALS SCIENCE AND ENGINEERING -LAUSANNE- B	1993, Vol. 20, Nr. 1/2, S. 162 -	0921-5107
11	Villemain, E.	Low noise ohmic contacts on n and p type GaSb	
In:	JOURNAL DE PHYSIQUE 3	1993, Vol. 3, Nr. 9, S. 1825 -	1155-4320

Abbildung 6.1: Ergebnis der Literaturrecherche bei JADE vom 08.07.03 zu den Suchbegriffen ohmic und GaSb. Die drei markierten Literaturstellen stammen aus Darmstadt.

Mit der Einführung der III-Sb-Epitaxie in Darmstadt, besteht auch ein Interesse an ohmschen Kontakten auf n-GaSb. Aufgrund der gesammelten Erfahrungen auf diesem Gebiet kann Darmstadt mittlerweile als der Experte für ohmsche Kontakte auf GaSb betrachtet werden, wie das Ergebnis einer Literaturrecherche mit der Suchmaschine JADE zu den

Stichworten „ohmic“ und „GaSb“ belegt. Von 11 gefundenen Dokumenten stammen drei aus Darmstadt.

Das 6,1 Å-System ist ein aussichtsreicher Kandidat für diverse Nanoelektronik- und Hochgeschwindigkeitsbauelemente, für die ein zuverlässiges Kontaktsystem entwickelt werden muss. Im Rahmen der Nanotechnologie besteht ein Interesse an immer kleineren Kontaktflächen, die für einige Bauelemente in der Hochfrequenztechnik, wie den Hetero-Barrieren-Varaktor (HBV) oder die Schottkydiode, von wenigen Mikrometern bis hin in den Nanometerbereich reichen. In diesem Kapitel wird von der ersten systematischen Untersuchung von kleinen Kontakten auf GaSb berichtet, bei der eine kleinste Kontaktfläche ermittelt wurde, für die ein zuverlässiger ohmscher Kontakt realisierbar ist. Im Folgenden wird zunächst kurz der in Darmstadt entwickelte ohmsche Kontakt auf n-GaSb vorgestellt.

6.2 Das Darmstädter Kontaktsystem für n-GaSb

Aufgrund des Fermi-niveau-pinnings besteht für die Elektronen immer eine Barriere am Metall-Halbleiterübergang. Diese Barriere kann thermionisch oder durch Tunneln überwunden werden. Da die Kontakteigenschaften möglichst über einen größeren Temperaturbereich stabil sein sollen, ist ein Tunnelkontakt zu bevorzugen. Um das Tunneln zu bevorzugen, muss die Raumladungszone verkleinert werden. Dies geschieht durch das Einbringen von Dotierstoffelementen in die Oberfläche des Halbleiters. Dazu wird von fast allen Gruppen Germanium verwendet, was in Analogie zu ohmschen Kontakten auf GaAs steht. Im Unterschied zu GaAs wird jedoch eine Schicht aus reinem Germanium verwendet, um die Bildung einer flüssigen Phase zu verhindern. Wie in der Schichtfolge in Abb. 6.2 zu sehen ist, wird vor der Ge-Schicht eine Pd-Schicht aufgedampft. Der Ge/Pd-Kontakt wurde erstmals von Varblianska et al. für n-GaSb verwendet [150]. Dieses hochschmelzende Metall sorgt für eine bessere Haftung auf dem Halbleiter. Vogt et al. fanden dann heraus, dass eine zusätzliche Goldschicht den Kontaktwiderstand weiter reduziert [75]. Diese Beobachtungen wurden auch von Subekti et al. gemacht, mit dem Hinweis, dass die Rolle der Au-Deckschicht nicht geklärt sei [152]. Durch Mikrostrukturuntersuchungen konnte gezeigt werden, dass auch eine Au-Deckschicht die Interdiffusion erhöht und sich unter anderem eine AuSb₂-Phase bildet [153]. Selbst bei einer Festphasenreaktion erhöht Gold die Diffusionseigenschaften des Kontaktsystems.

Die optimierten Schichtdicken für den Pd/Ge/Au-Kontakt sind in Abb. 6.2 zu sehen. Für einen guten ohmschen Kontakt muss die Ge-Schicht dicker als die Pd-Schicht sein, da Palladium mit Germanium eine GePd- und GePd₂-Phase bildet, so dass nur bei einem Ge-Überschuss genügend Material vorhanden ist, um als Donator bis in den Halbleiter vorzudringen.

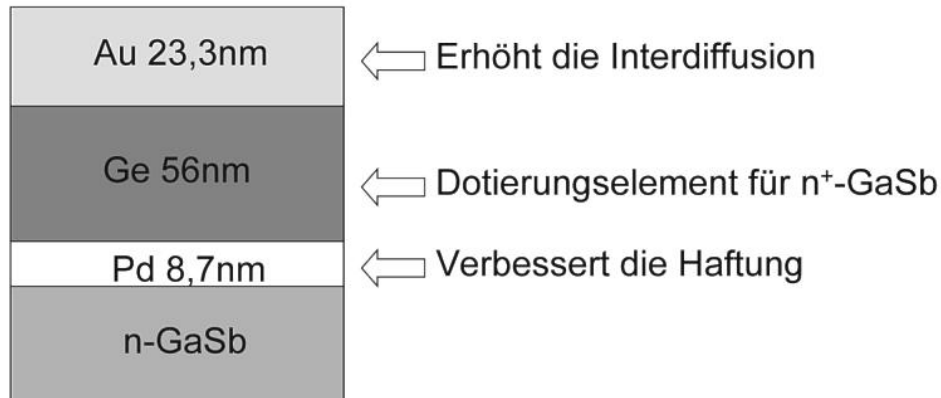


Abbildung 6.2: Aufbau des Pd/Ge/Au-Kontaktes mit Funktionsangabe der einzelnen Schichten.

6.3 Charakterisierung von kleinen Kontakten

Für Hochfrequenzanwendungen sind kleine Kapazitäten erforderlich. Dies führt in der Bauelementtechnologie zu einer Reduzierung der Fläche. Bei vertikalen Bauelementen wie z.B. der HBV werden dadurch auch die Kontaktflächen immer kleiner. Bisher lagen allerdings noch keine Untersuchungen vor, in wie weit sich die Strom-Spannungskennlinie und die Reproduzierbarkeit ändern, wenn man zu sehr kleinen Kontakten bis in den Nanometerbereich übergeht. Mit dem oben beschriebenen Kontaktsystem wurden auf n-GaSb ($n = 9,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) Kontakte mit einem Durchmesser von 5,8 μm bis 540 nm realisiert und die IV-Kennlinien gemessen.

In Abb. 6.3 ist das Whisker-Messprinzip gezeigt. Um die kleinen Kontakte messen zu können, wurde als erstes eine 300 nm dicke SiON-Passivierung mittels einer CVD-Anlage¹ abgeschieden. Diese Schicht ragt über die Metallisierung hinaus und bietet so ein Loch für den Whisker. Durch die Vertiefung wird die Whiskerspitze, die einen Radius von etwa 50 nm hat, stabilisiert. Außerdem reduziert die SiON-Schicht Oberflächenleckströme.

Über die oben besprochene Pd/Ge/Au-Metallisierung wurden noch 47,6 nm Platin und 105,6 nm Au aufgedampft. Dies soll den Kontakt gegen Kratzspuren durch den Whisker resistent machen. Alle Metalle wurden in einer Aufdampfanlage aufgedampft, wobei Gold und Germanium thermisch verdampft wurden, während Palladium und Platin mit einem Elektronenstrahlverdampfer abgeschieden wurden.

Konventionelle Photolithographie und reaktives Ionenätzen wurde für die Strukturierung

¹CVD = Chemical Vapor Deposition

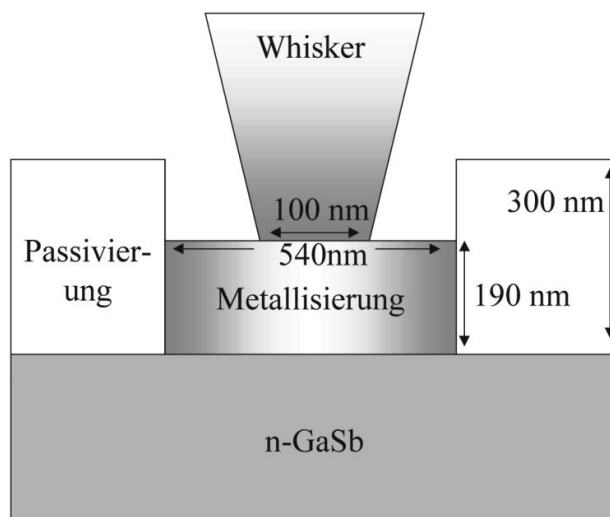


Abbildung 6.3: Schematische Seitenansicht der Whiskerkontaktierung zum Messen der IV-Kennlinie.

benutzt. Als besonders problematisch hat sich der lift-off² Prozess nach dem Aufdampfen erwiesen. In Abb. 6.4 ist eine Anordnung von $3,5\ \mu\text{m}$ Kontakten zu sehen. An den hellen Bereichen in der Mitte war der lift-off nicht erfolgreich. Erst durch eine zusätzliche Ultraschallbehandlung, nachdem die Proben schon für mindestens 12 Stunden in einem Acetonbad lagen, war ein vollständiger lift-off für die kleinen Kontakte möglich.

Strom-Spannungskennlinien von Kontakten mit einem Durchmesser von $5,8\ \mu\text{m}$ bis $540\ \text{nm}$, getempert bei $350\ ^\circ\text{C}$ für 2 min., sind in Abb. 6.5 gezeigt. Für einen Kontaktdurchmesser unter $1\ \mu\text{m}$ sind die IV-Kennlinien unterschiedlich. Sie reichen von Kontakten, die eher ein Schottkyverhalten zeigen, bis hin zu einem rein ohmschen Verhalten. Zur besseren Verdeutlichung der Extreme sind die beiden $540\ \text{nm}$ Kontakte noch einmal für einen kleineren Strombereich in dem Einsatz im ersten Quadranten zu sehen. Für Kontaktflächen ab einem Durchmesser von $3,5\ \mu\text{m}$ wurde eine solche Streuung nicht beobachtet. Zur Bildung eines reproduzierbaren ohmschen Kontaktes gibt es also eine Mindestgröße, die bei dem hier verwendeten Kontaktsystem zwischen $0,95\ \mu\text{m}$ und $3,5\ \mu\text{m}$ liegt.

Die Mindestgröße hängt von der Mikrostruktur des Kontaktes ab. In Abb. 6.6 ist eine Querschnittaufnahme des getemperten Pd/Ge/Au-Kontaktes zu sehen (aus [154]). Die Breite des Bildes entspricht etwa $1100\ \text{nm}$ und ist damit zweimal so breit wie der Kontaktdurchmesser der kleinsten Kontakte.

Gerade die „Nasen“, die in den Halbleiter hineingewachsen sind, scheinen eine Schlüssel-

²Abhebetechnik der unerwünscht aufgedampften Metallbereiche durch ein Ätzen der darunter liegenden Photolackschicht.

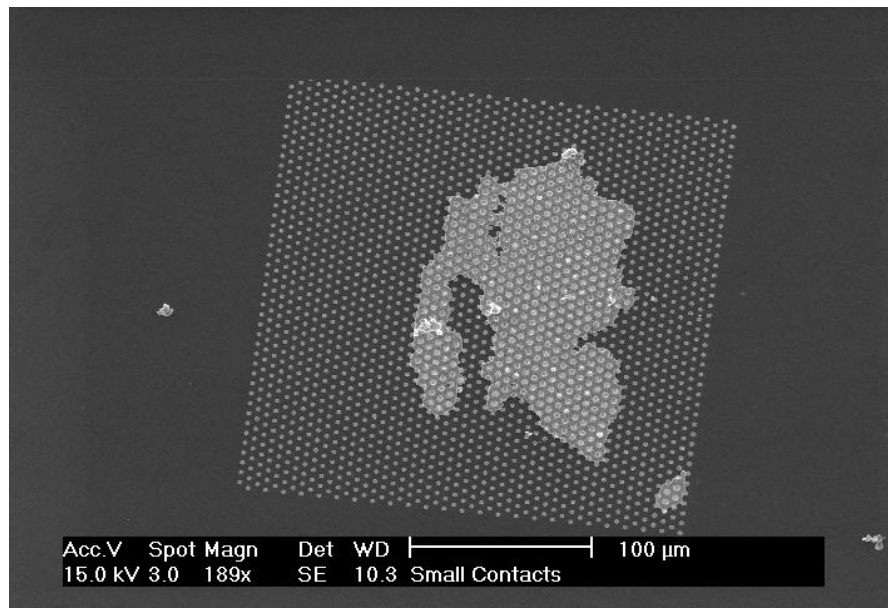


Abbildung 6.4: Anordnung von Kontakten mit $3,5 \mu\text{m}$ Durchmesser. An den hellen Bereichen war der lift-off nicht erfolgreich.

rolle für einen guten Kontakt zu sein. Bei einem Pd/Ge-Kontakt wurden solche Bereiche einer ausgedehnten Umkristallisation im Halbleiter nicht beobachtet und gleichzeitig war auch der Kontaktwiderstand höher [154, 75]. Die selbe Korrelation besteht für ungetemperte und getemperte Pd/Ge/Au-Kontakte, bei denen im ungetemperten Zustand keine lineare IV-Kennlinie gemessen wird und die Metall-Halbleitergrenzfläche glatt ist [75]. Man kann also annehmen, dass für einen ohmschen Kontakt eine Mindestmenge an umkristallisierten Bereichen im Halbleiter vorhanden sein muss. Der Abstand und die Ausdehnung dieser Bereiche beträgt etwa 100 nm (siehe Abb. 6.6). Liegt die Kontaktgröße in der selben Größenordnung, so sind Kontakte möglich, die gar keine oder eine komplette Umkristallisation unter der Oberfläche aufweisen. Damit lässt sich die Streuung in der IV-Kennlinie für Kontaktdurchmesser unter $1 \mu\text{m}$ erklären. Ab etwa $3,5 \mu\text{m}$ ist immer eine ausreichende Menge vorhanden, so dass keine große Streuung mehr auftritt.

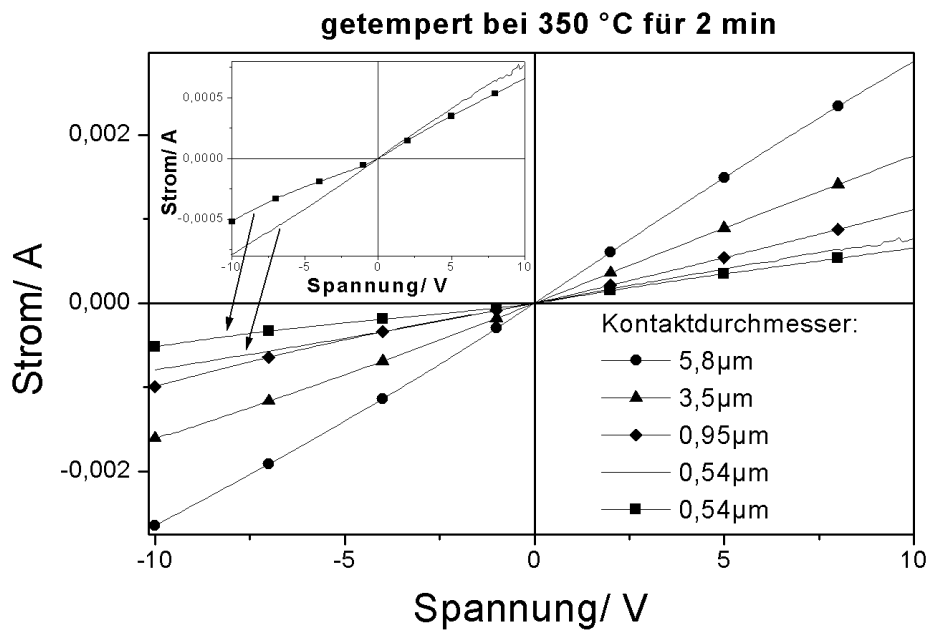


Abbildung 6.5: IV-Kurven von unterschiedlich großen Kontaktflächen. Zur besseren Verdeutlichung des Kurvenverlaufes bei den 540 nm Kontakten sind diese im Einsatz nochmals für einen kleineren Strombereich gezeigt.

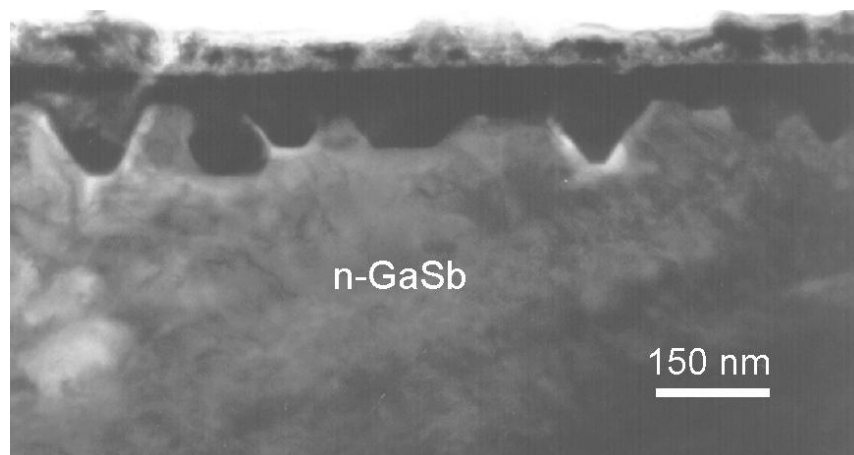


Abbildung 6.6: TEM-Querschnittsaufnahme eines getemperten Pd/Ge/Au-Kontaktes auf n-GaSb.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden Quantentopfstrukturen mit hohen Elektronenbeweglichkeiten aus den Halbleitersystemen AlSb/InAs und $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}$ hergestellt. InAs und InSb haben eine geringe effektive Elektronenmasse, was diese Halbleiter für den Einsatz in Bauelementen mit ballistischem Transport favorisiert.

Ein besonderer Schwerpunkt dieser Arbeit lag in der Grenzflächenoptimierung von AlSb/InAs. Hierzu wurde eine neue Shuttersequenz entwickelt, die es erlaubt die Grenzflächeneigenschaften zu variieren, um so die optimalen Bedingungen für hohe Elektronenbeweglichkeiten zu erhalten. Die Grenzfläche hat einen maßgeblichen Einfluss auf eine ganze Reihe von Bauelementen. Nicht nur auf solche mit einem horizontalen Stromtransport, wie er bei den hier untersuchten Strukturen stattfindet, sondern auch für Bauelemente mit einem vertikalen Stromtransport über die Grenzfläche hinweg (z.B. resonante Tunnelioden und Heterobarrierenvaraktoren). Bei optoelektronischen Bauelementen aus Multilagenstrukturen gibt es sehr viele Grenzflächen, so dass hier die Grenzfläche ebenfalls von großer Bedeutung ist.

Ferner wurde für AlSb/InAs-Quantentopfstrukturen der Einfluss der Quantentopfbreite und der Pufferschicht auf die Transporteigenschaften untersucht.

Als Alternative zur Pufferschicht bei der gitterfehlangepassten Heteroepitaxie wurde ein epitaktisches Überwachsen eines nachgiebigen, vorstrukturierten Substrates demonstriert. Dies stellt einen ersten Schritt in Richtung einer neuen Klasse von Substraten dar.

Des Weiteren wurde das Wachstum von InSb-Strukturen auf einem 14,6 % gitterfehlangepassten GaAs-Substrat untersucht. Unter Verwendung einer ausreichenden Pufferschichtdicke konnte die Präsenz von quantisierten Ladungsträgern in einer $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{Sb}/\text{InSb}$ -Quantentopfstruktur gezeigt werden. Als nächstes steht hier eine Reduzierung der Pufferschichtleitfähigkeit und eine Erhöhung der Barriere an.

Ein Ziel dieser Arbeit war es, herauszufinden welches der beiden Halbleitersysteme für den Einsatz als DEW¹-Bauelement besser geeignet ist. Ein Vergleich der beiden Halbleitersysteme zeigt, dass für AlSb/InAs-Quantentopfstrukturen aufgrund der drei nahezu gitterangepassten Halbleiter GaSb, AlSb und InAs und der geringeren Fehlanpassung zum Substrat eine effektivere Pufferschicht möglich ist, die zu einer höheren kristallinen Qualität des Quantentopfes führt. Außerdem sind für das 6,1 Å-System die Leckströme über die Pufferschicht geringer und der Leitungsband-offset ist größer.

Für $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}$ kommt die bisher ungelöste Problematik des Schottky-Kontaktes hinzu. Schottky-Kontakte sind ein essentieller Teil des DEW-Bauelementes.

Im Fall von AlSb/InAs-Quantentopfstrukturen ist ein Schottky-Kontakt zwar ebenfalls nicht trivial, jedoch möglich.

Als Ergebnis kann festgehalten werden, dass zu beiden Materialsystemen noch ein Forschungsbedarf besteht, wobei für $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}$ -Strukturen zum Teil noch grundlegende Fragen geklärt werden müssen, wie die Reduzierung des Leckstroms durch den Puffer und die Realisierung von Schottky-Kontakten. Als Konsequenz sind bei dem heutigen Stand der Technologie AlSb/InAs-Strukturen für die im Rahmen des EU-Projektes herzustellenden Bauelemente besser geeignet.

Im Folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit noch einmal der Reihe nach zusammengefasst:

Gitterfehlangepasste Heteroepitaxie:

- Eine aussichtsreiche Methode zur Spannungsreduzierung bei der gitterfehlangepassten Heteroepitaxie ist die Verwendung eines nachgiebigen Substrates, z.B. in Form von **selbstorganisierenden Strukturen im Nanometerbereich**. Diese Strukturen haben den Vorteil einer Zeit und Kosten effizienten Herstellung. Die entstandenen Strukturen wurden mittels REM und TEM charakterisiert.
- **Epitaktisches Überwachsen** von Poren mit einem Durchmesser von etwa 200 nm konnte für eine poröse GaP-Struktur mit einer Gitterfehlangepassung von 3,7 % zu GaAs gezeigt werden.
- Außerdem können durch das Strukturieren Keime für ein **Whiskerwachstum** entstehen. GaAs-Whisker konnten mit einer Länge von bis zu 20 μm und einem Spitzenradius von 2 nm hergestellt werden. Die Whisker sind bevorzugt in einer [110]-Richtung orientiert.

¹DEW = Double Electron Waveguide

- Eine **Pufferschicht** aus 60 nm AlAs, 70 nm AlSb und 1800 nm GaSb baut Defekte beim Wachsen von InAs-Strukturen auf einem 7,8 % gitterfehlangepasstem GaAs-Substrat effizient ab. Hall-Messungen im Vergleich zu einem 80 nm GaAs/500 nm GaSb Puffer zeigen bei 77 K eine Elektronenmobilität, die um 32 % höher ist.
- TEM-Untersuchungen lassen darauf schließen, dass durch Fehlanpassungsversetzungen die komplette Spannung abgebaut wird. Diese Versetzungen liegen alle in der Grenzfläche der Fehlanpassung, so dass die Schicht schon wenige Nanometer über der Grenzfläche relaxiert ist.
- Zeit aufgelöste RHEED-Messungen zeigen, dass AlSb-Inseln auf AlAs in $[1\bar{1}0]$ -Richtung schneller zusammenwachsen als in $[100]$ -Richtung.

InAs-Quantentopfstrukturen

- Es wurde gezeigt, dass neben der Pufferschicht die **AlSb/InAs-Grenzfläche** einen maßgeblichen Einfluss auf die Elektronenmobilität in einem InAs-Quantentopf hat. Die von Tuttle et al. eingeführte MEE-Methode zum Grenzflächenwachstum mit InSb-Bindungen wurde um zwei Wachstumsunterbrechungen erweitert: eine mit geschlossenen Zellen und eine unter einem As-Fluss. Für einen dünnen Puffer wurde bei Verwendung der ersten Unterbrechung eine Verbesserung in der Mobilität gemessen.
- Als wesentlicher Teil der **MEE-Erweiterung** hat sich die Wachstumsunterbrechung unter einem As-Fluss herausgestellt. In situ RHEED-Intensitätsmessungen und Hall-Messungen weisen in Abhängigkeit der As-Zeit drei korrelierende Bereiche auf. Mit RHEED-Intensitätsmessungen ist es somit möglich das Grenzflächenwachstum in situ zu optimieren.
- Auf hochauflösenden TEM-Bildern der AlSb/InAs-Grenzfläche konnte zum ersten Mal gezeigt werden, dass ein Teil der ungeordneten Oberfläche während des Wachstums in die Schicht eingebaut wird, was den großen Einfluss der Grenzfläche auf die Transporteigenschaften erklärt. Die **amorphen Bereiche** können zudem eine Quelle für Durchdringungsversetzungen sein, was die Mobilität zusätzlich reduziert.
- Des weiteren wurden Quanten-Hall-Effekt und Shubnikov-de Haas Messungen in Abhängigkeit der Grenzflächenbedingungen präsentiert. Aus den gewonnenen Ergebnissen der elektrischen und strukturellen Untersuchungen wurde ein Modell des **atomaren Ablaufes während des Grenzflächenwachstums** erstellt. Die im

Rahmen dieser Arbeit erreichte höchste Mobilität von $372000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 4,2 K wurde für eine Grenzfläche mit 1,3 Monolagen Indium und einer As-Zeit von 6 s gemessen. Die Ladungsträgerschichtkonzentration beträgt in diesem Fall $9,9 \cdot 10^{11} \text{ 1/cm}^2$.

- Neben der Pufferschicht und der Grenzfläche bestimmt die **Quantentopfbreite** die Elektronenmobilität. Es wurde gezeigt, dass die Besetzung mehrerer Leitungsbänder und die Bildung von Fehlanpassungsversetzungen gegen den Einfluss der Grenzflächenrauigkeit abgewogen werden muss. Eine Breite von 15 nm stellt dabei einen optimalen Kompromiss dar.
- Die **Hauptladungsträgerquelle** der hier untersuchten Strukturen stammt von dem Fermi-niveau-pinning nahe der Valenzbandoberkante der GaSb-Deckschicht.

InSb-Quantentopfstrukturen

- **InSb-Schichten** wurden auf einem gitterfehlangepassten GaAs-Substrat gewachsen. Für $2 \mu\text{m}$ InSb wurde bei Raumtemperatur eine Elektronenmobilität von $49000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ gemessen.
- Quantisierte Ladungsträger wurden bei InSb-Quantentopfstrukturen für eine $3 \mu\text{m}$ dicke $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{Sb}$ -Pufferschicht nachgewiesen.

Ohmscher Pd/Ge/Au-Kontakt auf n-GaSb

- Mit einer Whiskermethode wurden **kleine ohmsche Kontakte** mit einem Durchmesser bis in den Nanometerbereich charakterisiert. Erstmals wurde dabei von einer strukturbedingten Mindestgröße für die Kontaktfläche berichtet, um reproduzierbare Kontakteigenschaften zu gewährleisten.

Ausblick

In der Halbleiterindustrie spielen die Antimonide bislang keine große Rolle. Für die klassischen Bauelemente wird sich dies meiner Einschätzung nach auch in Zukunft nicht wesentlich ändern. Ein großes Potential liegt jedoch bei den Bauelementen der nächsten Generation, die auf einem völlig neuen Konzept beruhen, wie zum Beispiel das im Rahmen des EU-Projektes untersuchte DEW-Bauelement. Ist eine einfache und kostengünstige Kühlung der Bauelemente auf niedrige Temperaturen realisierbar, so können Effekte wie eine quantisierte Leitfähigkeit oder die Aufhebung der Spinartung für neue Bauelementkonzepte mit berücksichtigt werden. Eine wirkliche Revolution könnte die Realisierung des Spin-Transistors bedeuten. Sollte sich hierbei herausstellen, dass die Vorteile des 6,1 Å-Systems die Nachteile einer anspruchsvolleren und kostspieligeren Technologie

gegenüber dem eher klassischen GaAs überwiegen, können die Antimonide zu einem ähnlichen Boom gelangen, wie in jüngster Vergangenheit die Nitride mit der Realisierung von blauen Lasern. Aus diesem Grund ist in Fortführung dieser Arbeit ein Projekt bezüglich der Rashba-Spinaufspaltung in InAs als Vorstufe zu einem Spin-Transistor geplant, das sich zur Zeit in der Antragsphase befindet.

Anhang A

Verwendete Formelzeichen und Abkürzungen

2DEG	zweidimensionales Elektronengas
III-Atome	Atome der III. Hauptgruppe des Periodensystems
III-V	binärer Halbleiter mit Elementen aus der III. und V. Hauptgruppe
ϵ	Dehnung
μ	Mobilität
μ_B	Bohr Magneton ($9,27408 \cdot 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$)
ν	Poissonzahl
ν_L	Füllungsfaktor der Landauniveaus
σ	mechanische Spannung
τ	Zeit zwischen zwei Stößen
ω_c	Zyklotronresonanzfrequenz ($\frac{eB}{m^*c}$)
a	Gitterkonstante
Al	Aluminium
AFM	Atomic Force Microscopy (Rasterkraftmikroskopie)
As	Arsen
Au	Gold
b	Burgersvektor
B	magnetische Flussdichte bzw. Induktivität
bulk	dicke Schicht, die keine quantisierten Zustände aufweist
Be	Beryllium
BEP	Beam Equivalent Pressure

$C_6H_8O_7$	Zitronensäure
Cd	Cadmium
CVD	chemical vapor deposition
DEW	Double-Electron-Waveguide
e	Elementarladung ($1,60219 \cdot 10^{-19}$ C)
E_F	Fermienergie
EDX	Energie disperive Röntgenanalyse
EELS	Electron-Energy-Loss-Spectroscopy
f	Gitterfehlpassung
fcc	face-centered cubic (kubisch flächenzentriert)
FWHM	Full width at half maximum
g	Lande-Faktor
Ga	Gallium
Ge	Germanium
\hbar	Plancksche Konstante ($1,05459 \cdot 10^{-34}$ J s)
h_c	kritische Dicke zur Bildung von Fehlanpassungsversetzungen
In	Indium
k_B	Boltzmann Konstante ($1,38066 \cdot 10^{-23}$ J/s)
Kr	Krypton
m^*	effektive Elektronenmasse ($9,10953 \cdot 10^{-31}$ kg)
Manipulator	schwenkbarer Arm auf dem das Substrat und eine Druckmessröhre sitzen
MBE	Molekularstrahlepitaxie
MEE	Migration-Enhanced-Epitaxy
MIS	Metal-Isolator-Semiconductor
ML	Monolage
n	n-tes Energieniveau
N_A	Akzeptorkonzentration
N_D	Donatorkonzentration
n_e	Elektronenkonzentration
Pd	Palladium
QT	Quantentopf: quantisierte Energiezustände in Wachstumsrichtung
REM	Rasterelektronenmikroskop
RHEED	Reflection-High-Elektron-Energy-Diffraction
R_S	Schichtwiderstand
R_{xx}	Richtung des gemessenen Widerstandes bei Subnikov-de Haas Oszillationen
R_{xy}	Richtung des gemessenen Widerstandes beim Quantum-Hall-Effekt
Sb	Antimonid

SdH	Shubnikov-de Haas Messung
shutter	Blende vor einer Zelle zum Abschirmen der Atom bzw. Molekulatströme
Si	Silizium
SL	superlattice
STM	Scanning Tunneling Microscopy
t	Zeit
Te	Tellur
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
trap	Einfangzentrum
UHV	Ultra-Hochvakuum ($< 10^{-8}$ Torr)
XRD	X-ray diffraction (Röntgendiffraktometrie)
XTEM	TEM-Querschnittsaufnahme

Anhang B

TEM-Probenpräparation

Im Folgenden wird die Präparationstechnik zur Herstellung von TEM-Querschnittsproben beschrieben:

1. Es werden 3 mm lange und 0,5 mm breite Streifen aus dem Wafer herausgesägt. Der Wafer wird dazu mit Wachs auf ein 3 inch Si-Substrat geklebt. Die Oberfläche des Wafers wird anschließend mit Photolack bedeckt (Schutz). Nach dem Sägen wird erst der Photolack in Aceton gelöst und anschließend die gesägten Waferstücke auf der Heizplatte mit einer Pinzette vom Si-Substrat entfernt. Die Reste des Wachses werden mit Ecoclear gelöst.
2. Danach werden jeweils 2 Streifen mit den Waferoberflächen zusammengeklebt (M-Bond Kleber). Dazu wird eine Pinzette oder ein Zahnstocher mit dem Kleber benetzt und eine Seite der Waferoberfläche bestrichen. Anschließend werden beide Streifen zusammengedrückt und in eine Wäscheklammer eingespannt. Der Kleber wird für 10 min im Trockenschrank bei 50 °C ausgehärtet und danach für weitere 12 Stunden bei Raumtemperatur trocknen gelassen, bis die endgültige Härte erreicht ist.
3. Die Probe wird dann mit Wachs so auf ein Glasplättchen geklebt, dass die ursprüngliche Waferoberfläche senkrecht zum Glasplättchen steht (Heizplatte bei 50 °C).
4. Das Glasplättchen inklusive der Probe wird mit Wachs auf den Probenhalter des Dreifußes geklebt. Der Dreifuß inklusive der Probe wird über die Mikrometerschrauben so eingestellt, dass er auf einer glatten Oberfläche leicht wippt.
5. Mit einer 6 μm Diamantschleifscheibe wird bei etwa 20 U/min und Wasserfluss zunächst ein Viertel der Probe gedünnt.

6. Anschließend wird mit Scheiben der Körnung $3\ \mu\text{m}$, $1\ \mu\text{m}$ und $0,5\ \mu\text{m}$ unter den gleichen Bedingungen die Probe poliert.
7. Nach dem Polieren wird der Probenhalter auf die Heizplatte bei $50\ ^\circ\text{C}$ gestellt. Mit der Pinzette kann dann die Probe angehoben und umgedreht werden.
8. Danach wird die Probe mit der $6\ \mu\text{m}$ Körnung soweit gedünnt, bis sie sich an den Rändern anfängt aufzulösen. Anschließend wird die Probe poliert, bis sie von der Seite im Lichtmikroskop bei 50 facher Vergrößerung nicht mehr zu erkennen ist.
9. Mit einem Zahnstocher werden zwei Tropfen M-Bond Kleber auf die Ränder der Probe gebracht. Der Kupferring für den TEM-Probenhalter wird so auf die Probe gelegt, dass das Loch komplett mit der Probe bedeckt ist. Danach wird die Probe auf die Heizplatte für 15 min gelegt, bis der M-Bondkleber fest und das Wachs flüssig ist.
10. Die Probe wird vom Glasplättchen gelöst und der Rest des Wachses mit Ecoclear und Aceton entfernt.
11. Zum Schluss wird die Probe mit einer Ionenätzanlage von beiden Seiten unter Rotation und Kühlung gedünnt, bis ein Loch entsteht. Die Parameter für die Ionenkanone von der Vorderseite sind: 4 kV, 2 mA und von der Rückseite: 3,5 kV, 1,5 mA. Der Einfallswinkel der Ionenstrahlen beträgt 10° .

Nach dem Ionenätzen sollte die Probe im Vakuum bleiben, bis sie in das TEM transferiert wird. Gerade bei Schichten mit Aluminium, die zur Oxidation neigen, ist dies von besonderer Bedeutung.

Gute Proben für die Hochauflösung wurden erzielt, wenn innerhalb von zwei Stunden ein Loch in der Probe entstanden ist, d.h. es ist eine möglichst dünne Probe vor dem Ionenätzen anzustreben.

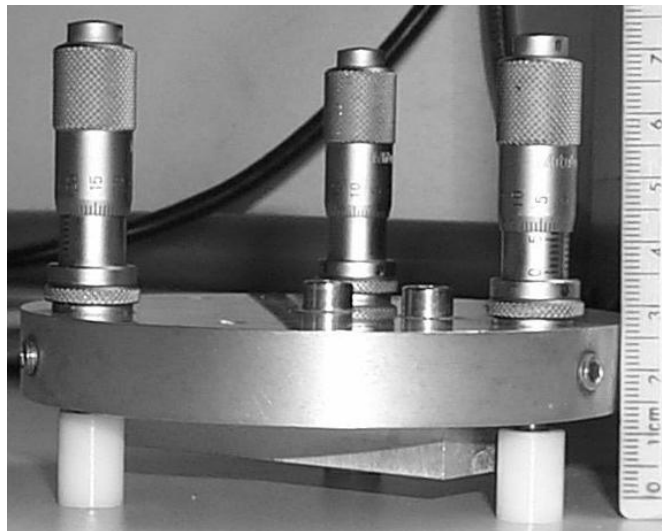


Abbildung B.1: Dreifuß zum Dünnen der TEM-Proben. Hat die Probe keinen Kontakt zur Schleifscheibe mehr, werden die Füße um 0,01 mm zurückgeschraubt.

Anhang C

Probenpräparation für die Hallmessungen

1. Zunächst werden quadratische Proben mit einer Kantenlänge von 5 mm entlang der $[110]$ - und $[1\bar{1}0]$ -Richtung gespalten.
2. Danach werden die Proben in Aceton gereinigt und mit deionisiertem Wasser gespült. Anschließend werden die Oberflächenoxide mit $\text{HCl:H}_2\text{O}$ (1:1) entfernt (Ätzzeit: 30 s), gefolgt von einem Spülvorgang in deionisiertem Wasser und trockenblasen mit Stickstoff.
3. Mit einem Skalpell werden dann kleine Stücke von einem Indiumstab abgeschnitten und auf die Ecken der Probe gelegt.
4. Getempert werden die Kontakte in einem RTA-Ofen¹ unter Wasserstoffatmosphäre. Die Temperbedingungen sind in der Tabelle für die verwendeten Halbleiter zusammengefasst.

	Temperatur/ °C	Zeit/ s
GaAs	480	300
GaSb	300	120
InAs	260	150
InSb	230	300

5. Anlöten der Bonddrähte.

¹RTA = Rapid Thermal Annealing

Anhang D

GaAs-Wachstum bei niedrigen Temperaturen

Wird GaAs bei Temperaturen um 200 °C¹ gewachsen, so entsteht nicht stöchiometrisches GaAs, mit einem As-Anteil von 51-52 %, das sich vor allem durch eine sehr kurze Photoelektronenlebenszeit im Femtosekundenbereich auszeichnet und als Material für Emitter- und Detektorstrukturen im THz-Bereich eingesetzt werden kann.

Im Folgenden wird die Vorgehensweise zum Wachstum von nicht stöchiometrischem GaAs und der Einfluss auf die Photoelektronenlebenszeit beschrieben.

Die Herstellung der Wafer beinhaltet zwei Schritte:

1. ein Wachstum unter einem As-Überdruck bei Substrattemperaturen zwischen 125 °C und 300 °C, sowie
2. ein Tempern nach dem Wachstum bei typischerweise 600°C für 10 min.

Das verwendete Pyrometer hat einen Messbereich von 1200 °C bis etwa 450 °C. Zur Bestimmung von niedrigeren Substrattemperaturen wird vor dem Wachstum die Pyrometertemperatur über der Thermoelementtemperatur aufgetragen, wie in Abb. D.1 gezeigt ist. Durch eine lineare Extrapolation wird anschließend die Thermoelementtemperatur für das LT-Wachstum bestimmt. Diese Prozedur muss vor jedem LT-Wachstum wiederholt werden, da die Steigung der Geraden vom verwendeten Halter und der darauf bereits abgeschiedenen GaAs-Menge abhängt. Beim Wachstum ist die tatsächliche Oberflächentemperatur, bedingt durch die Wärmestrahlung der offenen Zellen, jedoch etwas höher.

Die benötigten tiefen Störstellen (As-Punktdefekte) für den schnellen Ladungsträgereinfang entstehen bevorzugt unter Verwendung von As₄-Molekülen [31]. Für den As₄-Modus

¹Die Standardwachstumstemperatur für GaAs ist 580 °C

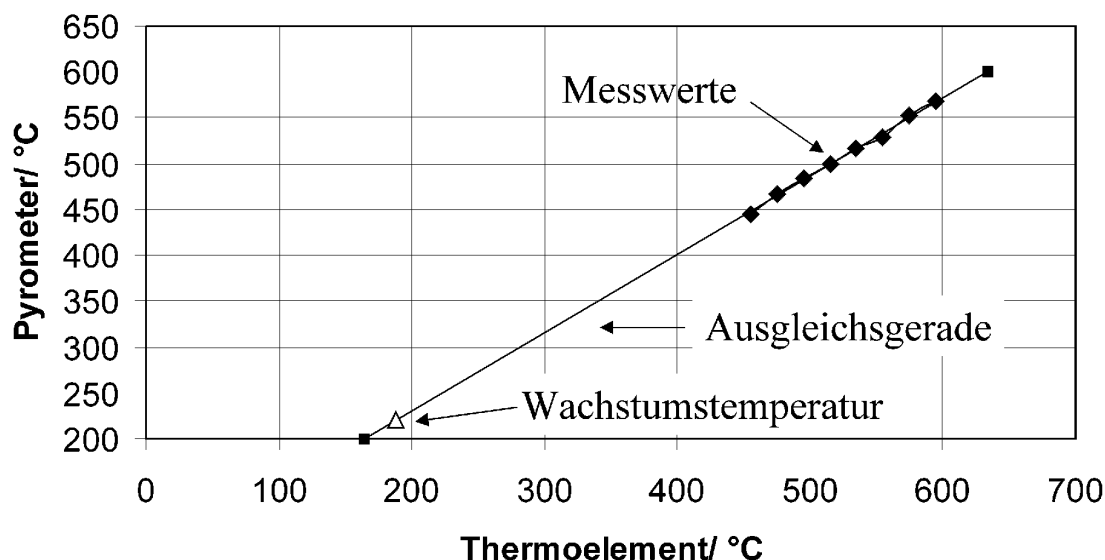


Abbildung D.1: Bestimmung der Wachstumstemperatur für LT-GaAs

wird die Temperatur der Crackerzelle auf 630 °C reduziert.

Die maximale Dicke, bis zu der ein einkristallines Wachstum möglich ist, hängt von der Wachstumstemperatur, der Wachstumsrate, dem BEP und der Art der verwendeten As-Moleküle ab. Unter Verwendung von As₄-Molekülen, bei einer extrapolierten Substrattemperatur von 125 °C, einer Wachstumsrate von 500 nm/Stunde und einem BEP von 2,5 wurde eine kritische Dicke von etwa 1100 nm bestimmt, bei der die Oberfläche anfängt rau zu werden. Eine Aufrauhung der Wachstumsfront, was anhand des RHEED-Musters zu beobachten ist, wird als Ursache für den Zusammenbruch des einkristallinen Wachstums angesehen [156, 157].

Die Photoelektronenlebenszeit hängt neben den oben genannten Parametern noch von den Temperbedingen ab. Das Tempern der Proben erfolgt in einem RTA-Ofen², wobei der schnelle Temperaturwechsel durch einen Schieber realisiert wird, mit dem die Proben vom heißen Bereich in einen kalten Bereich geschoben werden können. Um ein Ausdiffundieren von Arsen während des Temperns zu verhindern, wird die Probe zwischen zwei GaAs-Substrate platziert. Stickstoff wird als Formiergas verwendet. In Abb. D.2 ist die Relaxationszeit der photogenerierten Elektronen über der Wachstumstemperatur und der Tempertemperatur aufgetragen. Die Messungen der Relaxationszeit wurden in Frankfurt(Main) am Physikalischen Institut der J.W. Goethe-Universität durchgeführt. Während des Temperns bilden sich aus den As-Punktdefekten As-Ausscheidungen

²RTA = Rapid Thermal Annealing

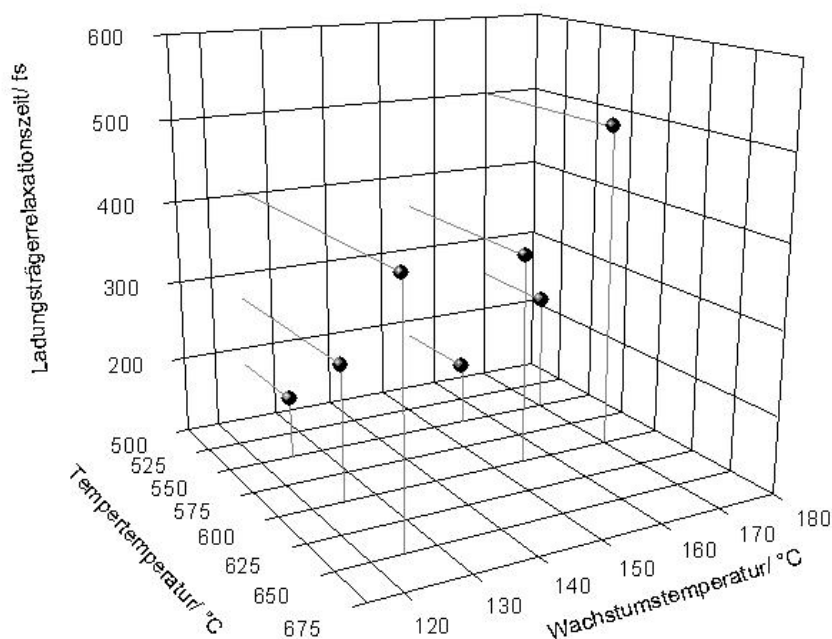


Abbildung D.2: Ladungsträgerrelaxationszeit in Abhängigkeit der Tempertemperatur und der Wachstumstemperatur. Getempert wurde jeweils für 10 min.

[158, 159], die die Relaxationszeit erhöhen und den Dunkelstrom erniedrigen. Für die THz-Bauelemente muss ein Kompromiss zwischen der Ladungsträgerlebenszeit und dem Dunkelstrom gemacht werden. Bei Tempertemperaturen von 650 °C verarmt die Schicht an Arsen, was zu einer Aufräuhung der Oberfläche führt. Je niedriger die Wachstumstemperatur, desto mehr zusätzliches Arsen kann in die Schicht eingebaut werden. Gleichzeitig wird aber auch die kritische Dicke für ein einkristallines Wachstum reduziert.

Anhang E

Qualitätssicherung, Substrathalter und Wachstumsprotokoll

Qualitätssicherung

Die Qualitätssicherung während und durch Wartungsarbeiten an der MBE-Anlage ist in den entsprechenden Manuals von Riber, Epi und Staib nachzulesen. Hier wird auf die Maßnahmen zur Qualitätssicherung während des Anlagenbetriebes eingegangen.

Wird eine MBE-Anlage für unterschiedliche Schichtsysteme verwendet, so ist eine strikte Trennung der Substrathalter zu empfehlen. Aus diesem Grund wurden die Substrathalter auf der Rückseite mit einem Diamantstift markiert und einzelnen Strukturen wie InAs-Quantentopf, InSb-Quantentopf oder LT-GaAs zugeordnet.

In Abb. E.1 ist ein Photo zu sehen, mit einer Magnettafel, auf der die Kammern zum Ausheizen, Transferieren und Wachsen skizziert sind, sowie dem Wagen, mit dessen Hilfe die Substrate von der nicht gezeigten Einführungskammer, über die Ausheizkammer zur Transferkammer befördert werden können. Die Substratschilder sind mit Magneten versehen, so dass bei jeder Verschiebung der Substrate innerhalb der Anlage eine äquivalente Verschiebung an der Tafel erfolgen kann. Zusammen mit den Eintragungen im Wachstumsprotokoll kann so jederzeit der Status eines Substrates nachvollzogen werden. Die Idee der Magnettafel stammt von der MBE-Gruppe von Prof. Santos, am Department of Physics and Astronomy, University of Oklahoma, Norman (USA), die ich im Rahmen meiner Arbeit für zwei Wochen besuchte.

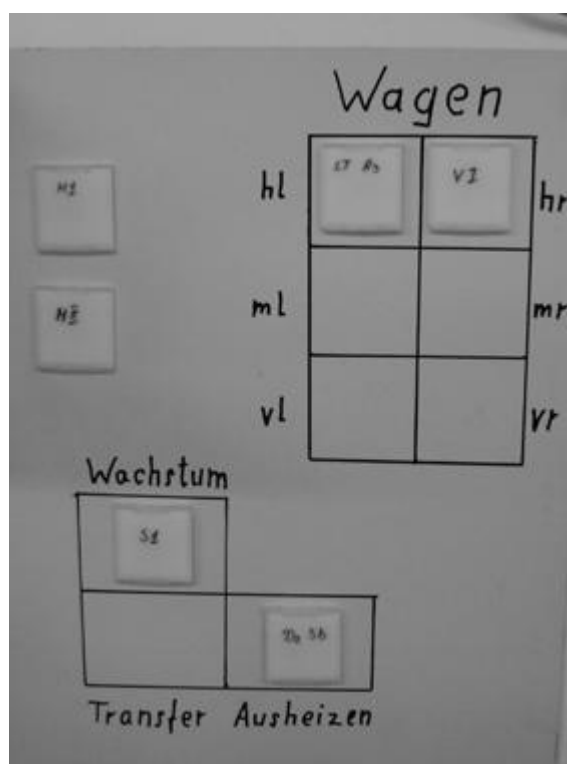


Abbildung E.1: Magnettafel mit den Positionen der Substrathalter.

Substrathalter

Die verwendeten indiumfreien Substrathalter können mit 2 inch Wafern bis hin zu 1 cm²-Waferstücken bestückt werden. Je nach Anwendung können so auch sehr kleine Wafer gewachsen werden, was einen Kostenvorteil mit sich bringt. Bei den bisher verwendeten Haltern konnte ein RHEED-Bild jedoch nur für 2 inch Wafer gesehen werden, was an dem Haltering liegt, der über dem Wafer sitzt und so die in einem flachen Winkel einfallenden Elektronen für einen kleineren Wafer abschirmt. Deshalb wurde ein Haltesystem für einen halben 2 inch Wafer entwickelt, bei dem der Haltering durch zwei dünne Klammern ersetzt wurde. RHEED-Untersuchungen sind so für die Hauptazimutwinkel möglichen. Ein weitere Vorteil dieses Systems ist der schnellere Wechsel des Substrates.

Die Reinigung der Substrathalter, sowie die Vorbereitung der Molybdänteile für den UHV-Einsatz erfolgte nach den Beschreibungen in Ref. [75].

Wachstumsprotokoll

Die Shutteroperationen und Temperaturprofile der Thermoelemente werden als Datei gespeichert. Darüberhinaus sind jedoch noch weitere Angaben nötig. Aus diesem Grund

wurde ein Vordruck entwickelt der aus vier Bereichen besteht: Einem Kopfbereich mit Datum, Struktur und Schichtnummer. Die Schichtnummer ist fortlaufend und identischen mit den Dateinamen der rechnerunterstützten Operationen. Ebenfalls zum Kopfbereich gehören die Angaben zum Substrathalter und dessen Position auf dem Wagen. Daran schließt sich ein Bereich zur Kalibrierung der Zellen an, gefolgt von einem Bereich der Pyrometertemperatur während des Wachstums. Die Pyrometertemperatur wird zur Zeit noch nicht mit dem Rechner erfasst. Auf der Rückseite des Wachstumsprotokolls können Angaben zu den RHEED-Untersuchungen, sowie generelle Bemerkungen gemacht werden. Ein Beispiel eines Wachstumsprotokolls ist in Abb. E.2 gezeigt.

Datum: 10.05 02 Struktur: AL5b/10A5-07 Schicht Nr.: m02_51

Wagenposition: hinten links (vorne links) hinten rechts SA vorne rechts

Wafertgröße: (1/1) 1/2 1/4 1cm² Halter: SA

Kammerdruck: 4,5 · 10⁻⁹ Torr

Kalibrierung:

Zelle: <u>Ga</u>	Fluß: <u>1,55 · 10⁻⁷</u> Torr	Kalibrierungswinkel: <u>2,27</u>	Temperatur: <u>895</u> °C
Zelle: <u>Al</u>	Fluß: <u>1,04 · 10⁻⁷</u> Torr	Temperatur: <u>1110</u> °C	Temperatur: <u>715</u> °C
Zelle: <u>In</u>	Fluß: <u>8,5 · 10⁻⁸</u> Torr	Temperatur: <u>529</u> °C	Temperatur: <u>380</u>
Zelle: <u>Sb</u>	Fluß: <u>7,8 · 10⁻⁷</u> Torr	Temperatur: <u>3,5</u>	
Zelle: _____	Fluß: _____ Torr	Temperatur: _____ °C	
Zelle: _____	Fluß: _____ Torr	Temperatur: _____ °C	
Zelle: As	Fluß: <u>4,7 · 10⁻⁶</u> Torr	Position: <u>4,5</u> Temperatur (°C): <u>380</u>	
	Fluß: <u>4,1 · 10⁻⁶</u> Torr	Position: <u>4,5</u>	
	Fluß: <u>3,5 · 10⁻⁶</u> Torr	Position: <u>2</u>	
	<u>6,6 · 10⁻⁷</u>	<u>3,5</u>	

Wachstum:

Wachstumswinkel: 332

Thermoelement: <u>610</u>	<u>582</u>	<u>572</u>
Pyrometer: <u>600</u>	<u>572</u>	<u>560</u>
Zeit: <u>00:00 ÷ 10:00</u>	<u>10:00 ÷ 20:00</u>	<u>20:00 ÷ 42:00</u>
Schicht: _____	Oxidant: _____	<u>AL5b</u>
Thermoelement: <u>465</u>	<u>375</u>	<u>330</u>
Pyrometer: <u>457</u>	<u>481</u>	<u>440</u>
Zeit: <u>00:56:00 ÷ 03:56:00</u>		
Schicht: <u>Ga Sb</u>		<u>AT - Pig.</u>
Thermoelement: _____		
Pyrometer: _____		
Zeit: _____		
Schicht: _____		

Abbildung E.2: Beispiel eines Wachstumsprotokolls.

Anhang F

Einige Standardparameter der MBE-Anlage

BEP

Halbleiter	Flussverhältnis für eine Einbaurrate von 1:1	Normierter BEP für das Wachstum	RHEED-Muster unter Standardbedingungen
GaAs	14	1,8	2×4
GaSb	3,2	1,3	1×3
InAs	12	3,3	2×4
InSb	1,4	1,2	c(4×4) / 1×3
AlSb	3,75	1,3	1×3

Standardparameter der Zellen

Zelle	Temperatur/ °C	U/ V	I/ A	Fluss/ Torr
Al	1100	13,5	18	$8,5 \cdot 10^{-8}$
Al	1123	13,6	19	$1,28 \cdot 10^{-7}$
Al	750	11	9,3	stand by
Ga	913	14	11,5	$1,3 \cdot 10^{-7}$
Ga	450	6	6,7	stand by
In	755	11	9,3	$8 \cdot 10^{-8}$
In	150	11	9,3	stand by
Sb	535	29	6	$7,9 \cdot 10^{-7}$
Sb(cracker)	988	31	3,8	Sb ₂
As (Ventil: 1)	383	28	5	$6,7 \cdot 10^{-6}$
As(cracker)	940	26	5	As ₂
As(cracker)	614	14	3,4	As ₄

Anhang G

Einige Bilder zur MBE-Anlage

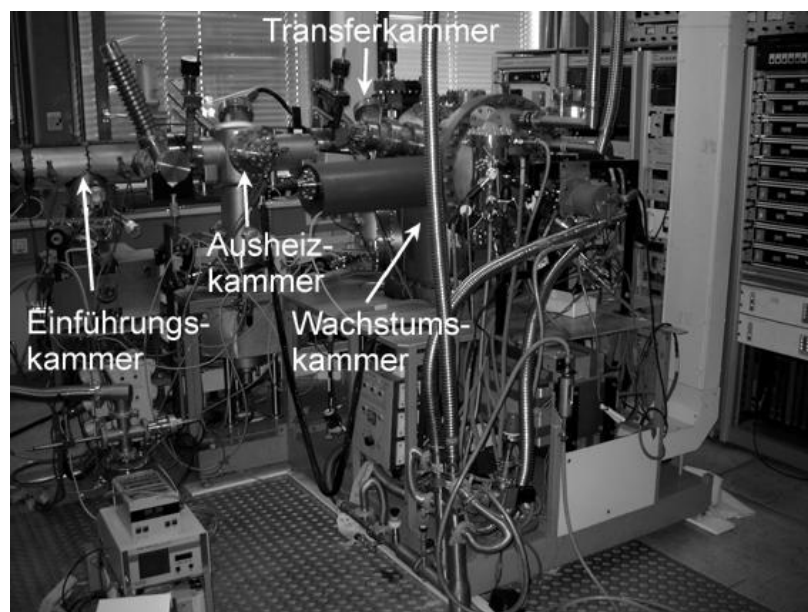


Abbildung G.1: Das Vierkammersystem der verwendeten Riber 32P.

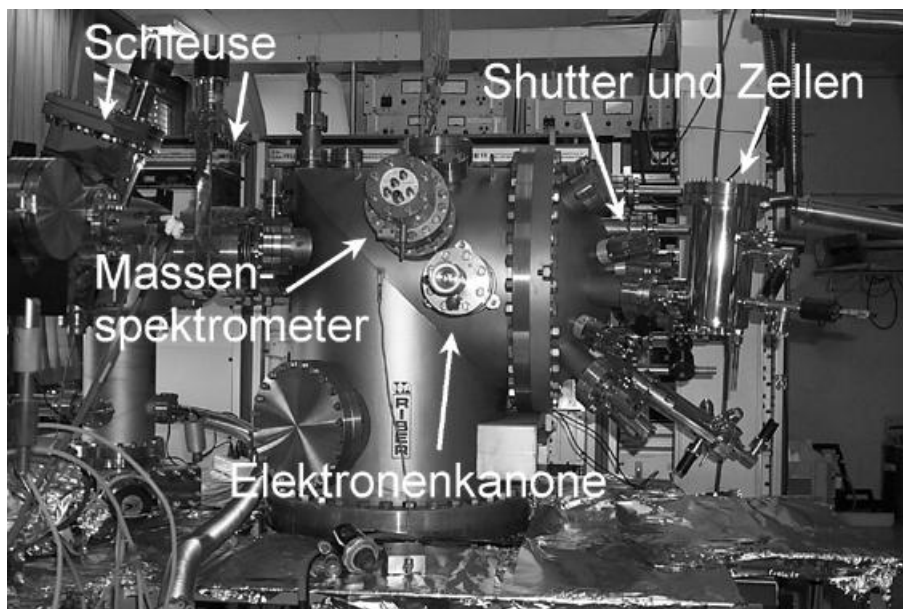


Abbildung G.2: Blick von der Seite auf die Hauptkammer, mit abgezogenen Kabeln und Flüssigstickstoffversorgung.

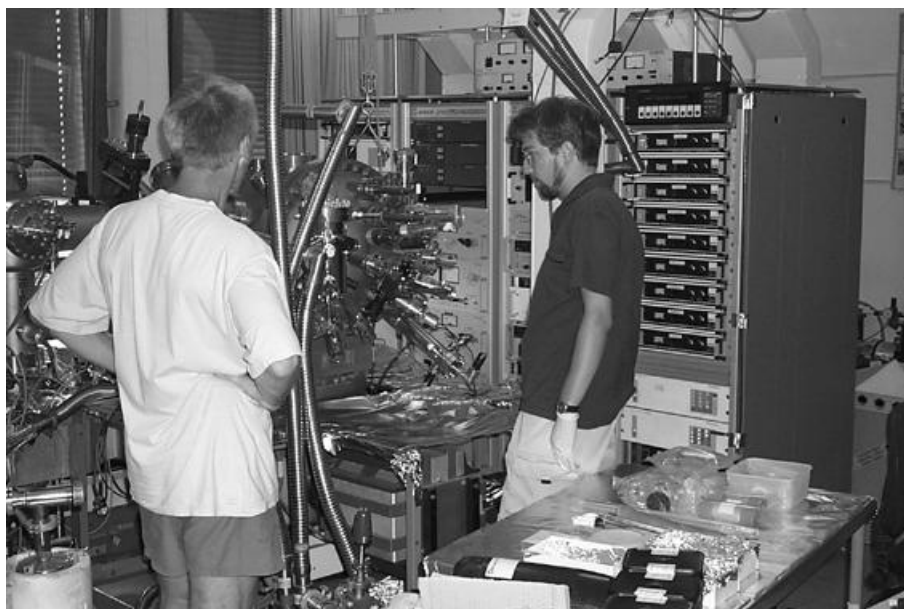


Abbildung G.3: Vorbereitung zum Öffnen der Anlage, mit bereitgelegten Ersatzteilen im Vordergrund.



Abbildung G.4: Millimeter genauer Einbau des 20 kg schweren Manipulators nach erfolgter Reparatur. Aufgrund des hochreinen Arsens in der Anlage, das als Oxid krebserregend ist, sind besondere Vorsichtsmaßnahmen notwendig. Dazu zählt ein ständiges Durchfluten der Anlage mit Stickstoff, was auch das Eindringen von Luftfeuchtigkeit in die Anlage reduzieren soll, sowie das Tragen spezieller Schutzkleidung, inklusive Atemmaske. Um eine Kontamination von Arsenoxidstaub um die Anlage herum zu verhindern, werden diese Bereiche mit Al-Folie ausgelegt. Nach erfolgter Reparatur und intensiven Lecktests wird die gesamte Wachstumskammer bei 200 °C für eine Woche ausgeheizt, bevor die ersten Kalibrierungsschichten gewachsen werden.

Anhang H

Eigene Veröffentlichungen

1. J. Sigmund, K. Karova, G. Miehe, M. Saglam, H. L. Hartnagel, H. Fuess, Investigation of a growth interruption under an As flux at AlSb/InAs interfaces with InSb bonds, J. Crystal Growth 251, 526 (2003)
2. J. Sigmund, M. Saglam, H. L. Hartnagel, V. N. Zverev, O. E. Raichev, P. Debray, G. Miehe, and H. Fuess, Structural and transport characterization of AlSb/InAs quantum-well structures grown by molecular-beam epitaxy with two growth interruptions, J. Vac. Sci. Technol. B 20, 1174 (2002)
3. J. Sigmund, M. Saglam, H.L. Hartnagel, G. Miehe und H. Fuess, Influence of growth interruptions at AlSb/InAs interfaces on the atomic morphology and electron transport properties, XII International Conference on Molecular Beam Epitaxy, San Francisco (USA), 15.-20. September 2002
4. J. Sigmund, M. Saglam und H.L. Hartnagel, Interface- und Kanaldickenoptimierung von MBE gewachsenen AlSb/InAs QW-Strukturen für hohe Elektronenbeweglichkeiten, 16. DGKK-Workshop „Epitaxie von III/V-Halbleitern“, Berlin (Deutschland), 06.-07. Dezember 2001
5. J. Sigmund, M. Saglam, and H.L. Hartnagel, Interface and growth optimization by using a two step soak technique for high electron mobility GaSb,AlSb/InAs QW structures, 20th North American Conference on Molecular Beam Epitaxy, Providence (USA), 01.-03. Oktober 2001
6. J. Sigmund, M. Saglam, A. Vogt, H. L. Hartnagel, V. Buschmann, T. Wieder, and H. Fuess, Microstructure analysis of ohmic contacts on MBE grown n-GaSb and investigation of sub-micron contacts, J. Crystal Growth 227-228, 625 (2001)

-
7. J. Sigmund, M. Saglam, O. Cojocari, I. Tiginyanu und H.L. Hartnagel, Untersuchungen von epitaktischem Überwachsen auf porösen GaP und n-GaAs Substraten, 15. DGKK-Workshop „Epitaxie von III/V-Halbleitern“, Bad Dürkheim (Deutschland), 11.-12. Dezember 2000
 8. M. Y. Valakh, V. V. Strelchuk, O.F. Kolomys, H. L. Hartnagel, and J. Sigmund, Resonance Raman scattering by intersubband plasmon-phonon excitations in InAs/AlSb structures, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics* 6, 287 (2003)
 9. O. Cojocari, I. M. Tiginyanu, J. Sigmund, and H. L. Hartnagel, Nanostructurization of (100) GaAs surfaces by means of photoassisted electrochemical anodization, 3rd International Conference on „Microelectronics and Computer Science“, 26.-28. September 2002
 10. F. Riemenschneider, H. Halbritter, G. Hess, J. Jacquet, A. Plais, J. Sigmund, and P. Meissner, Electro-thermally tunable dielectric mirror membranes for optical filters and VCSELS, European Conference on Optical Communications, Copenhagen (Denmark), 8.-12. September 2002
 11. C. Sydlo, J. Sigmund, H.L. Hartnagel, G. Loata, K.J. Siebert, and H.G. Roskos, Efficient THz-Emitters for Low-Temperature-Grown GaAs Photomixers, 10th International Conference on Terahertz Electronics 2002, Cambridge (England), 8.-10. September 2002
 12. P. Debray, V. N. Zverev, O. E. Raichev, H. L. Hartnagel, J. Sigmund, M. Saglam, E. Kohn, A. Denisenko, H. Ahmed, A. Irvine, and S-B. Lee, A nanoscale electron waveguide device for very high-speed analog-to-digital conversion, XXVI Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe, Chernogolovka (Russland), 21-25. Mai 2002
 13. O. Yilmazoglu, M. Brandt, J. Sigmund, E. Genc, and H. L. Hartnagel, Integrated InAs/GaSb 3D magnetic field sensors for „the intelligent tire“, *Sensors and Actuators A* 94, 59 (2001)
 14. M. Saglam, A. Megej, J. Sigmund, M. Rodriguez-Girones, K. Mutamba, V.M. Ichizli, Ch.I. Lin, and H.L. Hartnagel, III-V Material System for Heterostructure Barrier Varactors, 8th International Conference on Terahertz Electronics, Darmstadt (Deutschland), 28.-29. September 2000

15. H. L. Hartnagel, K. Mutamba, M. Brandt, O. Yilmazoglu, M. Saglam, and J. Sigmund, Compound semiconductor microsensors for mechatronic systems, Conference on Mechatronic Systems, International Federation of Automatic Control (FAC), Darmstadt, 18.-20. September 2000
16. I. M. Tiginyanu, C. Schwab, A. Sarua, G. Irmer, J. Monecke, I. Kravetsky, J. Sigmund, and H. L. Hartnagel, Optical characteristics of nanostructured III-V compounds, NATO Advanced Research Workshop „Frontiers of Nano-Optoelectronic Systems: Molecular-Scale Engineering and Processes“, Kiev, Ukraine, 22.-26. Mai 2000

Sonstiges:

Invited as Session Chairman at the XII International Conference on Molecular Beam Epitaxy held in San Francisco (USA), 15-20 September 2002

Literaturverzeichnis

- [1] P. S. Dutta, H. L. Bhat, and V. Kumar, The physics and technology of gallium antimonide: An emerging optoelectronic material, Appl. Phys. Lett. 81, 5821 (1997)
- [2] B.W. W. Bewley, C. L. Felix, I. Vurgaftman, D. W. Stokes, E. H. Aifer, L. J. Olafsen, J. R. Meyer, M. J. Yang, B. V. Shanabrook, H. Lee, R. U. Martinelli, and A. R. Sugg, High-temperature continuous-wave 3 – 6.1 μm “W” lasers with diamond-pressure-bond heat sinking, Appl. Phys. Lett. 74, 1075 (1999)
- [3] K. Ohtani, and H. Ohno, InAs/AlSb quantum cascade lasers operating at 10 μm , Appl. Phys. Lett. 82, 1003 (2003)
- [4] F. Capasso, C. Gmachl, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, Quantum cascade lasers, Physics Today May 2002, 34
- [5] S. Matsuura, M. Tani, H. Abe, and K. Sakai, High-resolution terahertz spectroscopy by a compact radiation source based on photomixing with diode lasers in a photoconductive antenna, Journal of Molecular Spectroscopy 187, 205 (1998)
- [6] W. L. Bishop, T. W. Crowe, R. J. Matlack, and P. H. Ostdiek, Planar Schottky Barrier Mixer Diodes for Space Applications at Submillimeter Wavelengths, Microwave and Optical Technology Letters 4, 53 (1991)
- [7] M. Henini, Quantum cascade lasers start to come of age, III-Vs Review 12, 34 (1999)
- [8] Edingurgh, Tune in to terahertz, The Economist, August 10th, 67 (2002)
- [9] D. Arnone, C. Ciesla, and M. Pepper, Terahertz imaging comes into view, Physics World April 2000, 35
- [10] H. Schmund, Splitternackt auf dem Monitor, Der Spiegel 47, 178 (2002)
- [11] Y. Cai, I. Brener, A. J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, J. B. Stark, Q. Wu, X. C. Zhang, and J. F. Federici, Coherent terahertz radiation detection: Direct comparison between free-space electro-optic sampling and antenna detection, Applied Physics Letters 73, 444 (1998)

- [12] W. Kruppa, J. B. Boos, d. Park, B. R. Bennett, and R. Bass, Microwave noise characteristics of AlSb/InAs HEMTs, *Electron. Lett.* 33, 1092 (1997)
- [13] B. Z. Nosho, W. H. Weinberg, J. J. Zinck, B. V. Shanabrook, B. R. Bennett, and L. J. Whitman, Structure of InAs/AlSb/InAs resonant tunneling diode interfaces, *J. Vac. Sci. Technol. B.* 16, 2381 (1998)
- [14] M. Saglam, Technologiebeiträge zu Heterobarrierenvaraktoren auf III-V-Halbleitern für THz-Anwendungen, Dissertation TU Darmstadt, 2003
- [15] D. Grundler, *Spintronics*, Physics World, 39 (April 2002)
- [16] H. J. Zhu, m. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog, Room-temperature spin injection from Fe into GaAs, *Phys. Rev. Lett.* 87, 016601-1 (2001)
- [17] G. Zorpette, The quest for the Spin Transistor, *IEEE Spectrum*, 30 (December 2001)
- [18] Proceedings of the IEEE, Special Issue on: Spintronic Technology, 2003
- [19] S. Datta, and B. Das, Electronic analog of the electro-optic modulator, *Appl. Phys. Lett.* 56, 665 (1990)
- [20] C. M. Teodorescu, F. Chevrier, C. Richter, V. Ilakovac, O. Heckmann, L. Lechevalier, R. Brochier, R. L. Johnson, and K. Hricovini, Structure of Fe layers grown on InAs(100), *Appl. Phys. Lett.* 166, 137 (2000)
- [21] Y. B. Xu, E. T. M. Kernohan, M. Tselepi, J. A. C. Bland, and S. Holmes, Single crystal Fe films grown on InAs(100) by molecular beam epitaxy, *Appl. Phys. Lett.* 73, 399 (1998)
- [22] H. Ohno, K. Yoh, T. Doi, A. Subagyo, K. Sueoka, and K. Mukasa, Growth and characterization of Fe(100)/InAs(100) hybrid structures, *J. Vac. Sci. Technol. B.* 19, 2280 (2001)
- [23] K. Yoh, H. Ohno, Y. Katano, K. Mukasa, and M. Ramsteiner, Spin injection from a ferromagnetic electrode into InAs surface inversion layer, *J. Crystal Growth* 251, 337 (2003)
- [24] S. J. Koester, B. Brar, C. R. Bolognesi, E. J. Caine, A. Patlach, E. L. Hu, H. Kroemer, and M. J. Rooks, Length dependence of quantized conductance in ballistic constrictions fabricated on InAs/AlSb quantum wells, *Phys. Rev B* 53, 13063 (1996)
- [25] M. Shur, *Physics of semiconductor devices*, Prentice-Hall Inc., New Delhi, (1990)

- [26] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas, *Phys. Rev. Lett.* 60, 848 (1988)
- [27] J. Singh, *Physics of semiconductors and their heterostructures*, McGraw-Hill Inc., Singapore, (1993)
- [28] O. E. Raichev and P. Debray, Limitations of split-gate ballistic electron waveguides, *J. Appl. Phys.* 93, 5422 (2003)
- [29] M.A. Herman and H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status*, Springer-Verlag, (1996)
- [30] <http://www.riber.com>
- [31] Epi, *Product Guide 2000*
- [32] Ircon, *Technical Notes*, TN106
- [33] E. A. Wood, Vocabulary of surface crystallography, *J. Appl. Phys.* 35, 1306 (1964)
- [34] W. Barun, *Applied RHEED, Reflection High-Energy Electron Diffraction During Crystal Growth*, Springer Verlag, (1999)
- [35] Z. Liliental-Weber, W. Swider, K. M. Yu, J. Kortright, F. W. Smith, and A. R. Calawa, Breakdown of crystallinity in low-temperature-grown GaAs layers, *Appl. Phys. Lett.* 58, 2153 (1991)
- [36] N. Otsuka, Y. Tasaki, T. Yamada, and A. Suda, Influence of electronic states on precipitation of metallic As clusters in LT-GaAs, *J. Appl. Phys.* 88, 6016 (2000)
- [37] M. Lagadas, Z. Hatzopoulos, K. Tsagaraki, M. Calamiotou, C. Liotas, and A. Christou, The effect of arsenic overpressure on the structural properties GaAs grown at low temperature, *J. Appl. Phys.* 80, 4377 (1996)
- [38] Normvorlage Hall an GaAs und InP 8/94 und National Institute of Standards and Technology: Hall Measurements (<http://www.eeel.nist.gov/812/meas.html>)
- [39] N. Y. Jin-Phillipp, W. Sigle, A. Black, D. Babic, J. E. Bowers, E. L. Hu, and M. Ruehle, Interface of directly bonded GaAs and InP, *J. Appl. Phys.* 89, 1017 (2001)
- [40] F.E. Ejeckam, M.L. Seaford, Y.H. Lo, H.Q. Hou, and B.E. Hammons, Dislocation-free InSb grown on GaAs compliant universal substrates, *Appl. Phys. Lett.* 71, 776 (1997)

-
- [41] J. Cao, D. Pavlidis, Y. Park, J. Singh, and A. Eisenbach, Improved quality GaN by growth on compliant silicon-on-insulator substrates using metalorganic chemical vapor deposition, *J. Appl. Phys.* 83, 3829 (1998)
- [42] Y. J. Mii, T. L. Lin, Y. C. Kao, B. J. Wu, K. L. Wang, C. W. Nieh, D. N. Jamieson, and J. K. Liu, Studies of molecular-beam epitaxy growth of GaAs on porous Si substrates, *J. Vac. Sci. Technol. B* 6, 696 (1988)
- [43] F.E. Ejeckam, Y.H. Lo, S. Subramanian, H.Q. Hou, and B.E. Hammons, Lattice engineered compliant substrate for defect-free heteroepitaxial growth, *Appl. Phys. Lett.* 70, 1685 (1997)
- [44] J. W. Matthews, and A. E. Blakeslee, Defects in epitaxial multilayers, *J. Crystal Growth* 27, 118 (1974)
- [45] P. Kopperschmidt, St. Senz, R. Scholz, and U. Gösele, Compliant twist-bonded GaAs substrates: The potential role of pinholes, *Appl. Phys. Lett.* 74, 374 (1999)
- [46] D. Zubia, and S. D. Hersee, Nanoheteroepitaxy: The application of nanostructuring and substrate compliance to the heteroepitaxy of mismatched semiconductor materials, *J. Appl. Phys.* 85, 6492 (1999)
- [47] S. H. Zaidi, A.-S. Chu, S. R. Brueck, Optical properties of nanoscale, one-dimensional silicon grating structures, *J. Appl. Phys. Lett.* 80, 6997 (1996)
- [48] P. B. Fischer, K. Dai, E. Chen, S. Y. Chou, 10 nm Si pillars fabricated using electron-beam lithography, reactive ion etching, and HF etching, *J. Vac. Sci. Technol. B* 11, 2524 (1993)
- [49] J. C. Rosa, M. Wendel, H. Lorenz, J. P. Kotthaus, M. Thomas, and H. Kroemer, Direct patterning of surface quantum wells with an atomic force microscope, *Appl. Phys. Lett.* 73, 2684 (1998)
- [50] P. C. Searson, J. M. Macaulay, and F. M. Ross, Pore morphology and the mechanism of pore formation in n-type silicon, *J. Appl. Phys.* 72, 253 (1992)
- [51] J. Sigmund, M. Saglam, O. Cojocari, I. Tiginyanu und H. L. Hartnagel, Untersuchungen von epitaktischem Überwachsen auf porösen GaP und GaAs Substraten, Abstraktbuch zum 15. Workshop des DGKK-Arbeitskreises „Epitaxie von III/V-Halbleitern“ in Bad Dürkheim, Di2-I (2000)
- [52] Y. Morishita, S. Kawai, and J. Sunagawa, Self-organized formation of hexagonal hollow arrays in anodic GaAs, *Jpn. J. Appl. Phys.* 38, L1156 (1999)

-
- [53] I. M. Tiginyanu, C. Schwab, J. -J. Grob, B. Prevot, H. L. Hartnagel, A. Vogt, G. Irmer, and J. Monecke, Ion implantation as a tool for controlling the morphology of porous gallium phosphide, *Appl. Phys. Lett.* 71, 3832 (1997)
- [54] P. Schmuki, J. Fraser, C. M. Vitus, M. J. Graham, and H. S. Isaacs, Initiation and formation of porous GaAs, *J. Electrochem. Soc.* 143, 3316 (1996)
- [55] R.E. Williams, *Gallium Arsenide Processing Techniques*, Artech House, Inc. (1984)
- [56] B. J. Ohlsson, M. T. Björk, M. H. Magnusson, K. Deppert, L. Samuelson, and L. R. Wallenberg, Size-, shape-, and position-controlled GaAs nano-whiskers, *Appl. Phys. Lett.* 79, 3335 (2001)
- [57] M. T. Björk, B. J. Ohlsson, T. Sass, A. I. Persson, C. Thelander, M. H. Magnusson, K. Deppert, L. R. Wallenberg, and L. Samuelson, One-dimensional heterostructures in semiconductor nanowhiskers, *Appl. Phys. Lett.* 80, 1058 (2002)
- [58] H. G. Lee, H. C. Jeon, T. W. Kang, and T. W. Kim, Gallium arsenide crystalline nanorods grown by molecular-beam epitaxy, *Appl. Phys. Lett.* 78, 3319 (2001)
- [59] Y. Wu, R. Fan, and P. Yang, Block-by-block growth of single-crystalline Si/SiGe superlattice nanowires, *Nano Lett.* 2, 83 (2002)
- [60] M. T. Björk, B. J. Ohlsson, C. Thelander, A. I. Persson, K. Deppert, L. R. Wallenberg, and L. Samuelson, Nanowire resonant tunneling diodes, *Appl. Phys. Lett.* 81, 4458 (2002)
- [61] S. C. Lee, L. R. Dawson, K. J. Malloy, and S. R. Brueck, Molecular-beam epitaxial growth of one-dimensional rows of InAs quantum dots on nanoscale-patterned GaAs, *Appl. Phys. Lett.* 79, 2630 (2001)
- [62] W. S. Shi, Y. F. Zheng, N. Wang, C. S. Lee, and S. T. Lee, Oxide-assisted growth and optical characterization of gallium-arsenide nanowires, *Appl. Phys. Lett.* 78, 3304 (2001)
- [63] J. P. van der Ziel, N. Chand, and J. S. Weiner, Elimination of thermally induced biaxial stress in GaAs on Si layers by post-growth patterning, *J. Appl. Phys.* 66, 1195 (1989)
- [64] C. W. Pei, J. B. Heroux, J. Sweet, W. I. Wang, J. Chen, and M. F. Chang, High quality GaAs grown on Si-on-insulator compliant substrates, *J. Vac. Sci. Technol. B* 20, 1196 (2002)

-
- [65] A. Sacedon, F. Gonzalez-Sanz, E. Calleja, E. Munoz, S. I. Molina, F. J. Pacheco, D. Araujo, R. Garcia, M. Lourenco, Z. Yang, P. Kidd, and D. Dunstan, Design of InGaAs linear graded buffer structures, Appl. Phys. Lett. 66, 3334 (1995)
- [66] J. Tersoff, Dislocations and strain relief in compositionally graded layers, Appl. Phys. Lett. 62, 693 (1993)
- [67] F. Genty, G. Almuneau, L. Chusseau, A. Wilk, S. Gaillard, G. Boissier, P. Grech, J. Jacquet, Growth and characterization of vertical cavity structures on InP with GaAsSb/AlAsSb Bragg mirrors for 1.55 μm emission, J. Crystal Growth 201/202, 1024 (1999)
- [68] H.-R. Blank, M. Thomas, K.C. Wong, and H. Kroemer, Influence of the buffer layers on the morphology and the transport properties in InAs/(Al,Ga)Sb quantum wells grown by molecular beam epitaxy, Appl. Phys. Lett. 69, 2080 (1996)
- [69] M. Thomas, H. -R. Blank, K. C. Wong, and H. Kroemer, Buffer-dependent mobility and morphology of InAs/(Al,Ga)Sb quantum wells, J. Crystal Growth 175/176, 894 (1997)
- [70] W. Qian, M. Skowronski, R. Kaspi, M. De Graef, and V. P. Dravid, Nucleation of misfit and threading dislocations during epitaxial growth of GaSb on GaAs (001) substrates, J. Appl. Phys. 81, 7268 (1997)
- [71] E. A. Fitzgerald, Y. -H. Xie, D. Monroe, P. J. Silverman, J. M. Kuo, A. R. Kortan, F. A. Thiel, and B. E. Weir, Relaxed $Ge_{1-x}Si_{1-x}$ structures for III-V integration with Si and high mobility two-dimensional electron gases in Si, J. Vac. Sci. Technol. B 10, 1807 (1992)
- [72] E. A. Fitzgerald, D. G. Ast, P. D. Kirchner, G. D. Pettit, and J. M. Woodall, Structure and recombination in InGaAs/GaAs heterostructures, J. Appl. Phys. 63, 693 (1988)
- [73] E. A. Fitzgerald, S. B. Samavedam, Y. H. Xie, and L. M. Giovane, Influence of strain on semiconductor thin film epitaxy, J. Vac. Sci. Technol. A 15, 1048 (1997)
- [74] C. Nguyen, B. Brar, C. R. Bolognesi, J. J. Pekarik, H. Kroemer, and J. H. English, Growth of InAs-AlSb quantum wells having both high mobilities and high concentrations, J. Electron. Mater. 22, 255 (1993)
- [75] A. B. Vogt, Technologiebeiträge zur Herstellung von Heterostrukturbauelementen aus dem Halbleitersystem InAs/GaSb/AlSb, Dissertation TU Darmstadt (1998)

-
- [76] D. S. Katzer and B. V. Shanabrook, Comparison of optical pyrometry and infrared transmission measurements on indium-free mounted substrates during molecular-beam epitaxial growth, *J. Vac. Sci. Technol. B* 11, 1003 (1993)
- [77] M. Nouaoura, L. Lassabatere, N. Bertru, J. Bonnet, and A. Ismail, Problems relevant to the use of optical pyrometers for substrate temperature measurements and controls in molecular beam epitaxy, *J. Vac. Sci. Technol. B* 13, 83 (1995)
- [78] S.V. Ivanov, V.A. Solov'ev, A.A. Toropov, I.V. Sedova, Ya.V. Terent'ev, V.A. Kaygorodov, M.G. Tkachman, P.S. Kop'ev, and L.W. Molenkamp, MBE growth and luminescence properties of hybrid Al(Ga)Sb/InAs/Cd(Mg)Se heterostructures, *J. Crystal Growth* 227-228, 693 (2001)
- [79] R.J. Thomas, M.S. Boley, H.R. Chandrasekhar, M. Chandrasekhar, C. Parks, A.K. Ramdas, J. Han, M. Kobayashi and R.L. Gunshor, Raman and Photomodulated reflectivity studies of strained pseudomorphic ZnTe epilayer on InAs under pressure, *Phys. Rev. B* 49, 2181 (1994)
- [80] Y. Rajakarunanayake, B. H. Cole, J. O. McCaldin, D. H. Chow, J. R. Söderström, T. C. McGill, and C. M. Jones, Growth and characterization of ZnTe films grown on GaAs, InAs, GaSb, and ZnTe, *Appl. Phys. Lett.* 55, 1217 (1989)
- [81] W. K. Liu, X. Zhang, W. Ma, J. Winesett, and M. B. Santos, Molecular-beam epitaxial growth and characterization of $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}/\text{InSb}$ quantum well structures, *J. Vac. Sci. Technol. B* 14, 2339 (1996)
- [82] T. Schäpers, G. Engels, H. Lüth, M. Behet, D. Moulin, A. M. Küsters, M. Heuken, and K. Heime, Magneto-transport of InAs-quantum wells using $\text{InP}_{0.69}\text{Sb}_{0.31}$ as a barrier material, *Superlatt. Microstruct.* 23, 307 (1998)
- [83] G. Tuttle, H. Kroemer, and J. H. English, Effects of interface layer sequencing on the transport properties of InAs/AlSb quantum wells: Evidence for antisite donors at the InAs/AlSb interface, *J. Appl. Phys.* 67, 3032 (1990)
- [84] J. Sigmund, M. Saglam, H.L. Hartnagel, V.N. Zverev, O.E. Raichev, P. Debray, G. Miehe, and H. Fuess, Structural and transport characterization of AlSb/InAs QW structures grown by MBE with two growth interruptions, *J. Vac. Sci. Technol. B* 20, 1174 (2002)
- [85] J. Schmitz, J. Wagner, F. Fuchs, N. Herres, P. Koidl, and J. D. Ralston, Optical and structural investigations of intermixing reactions at the interfaces of InAs/AlSb and InAs/GaSb quantum wells grown by molecular-beam epitaxy, *J. Crystal Growth* 150, 858 (1995)

-
- [86] R. Kaspi, J. Steinshnider, M. Weimer, C. Moeller, and A. Ongstad, As-soak control of the InAs-on-GaSb interface, *J. Crystal Growth* 225, 544 (2001)
 - [87] J. B. Boos, W. Kruppa, B. R. Bennett, D. Park, S. W. Kirchoefer, R. Bass, and H. B. Dietrich, AlSb/InAs HEMT's for low-voltage, high-speed applications, *IEEE Trans. Electron. Devices.* 45, 1869 (1998)
 - [88] B. Z. Nosh, W. H. Weinberg, W. Barvosa-Carter, A. S. Bracker, R. Magno, B. R. Bennett, J. C. Culbertson, B. V. Shanabrook, and L.J. Whitman, Characterization of AlSb/InAs surfaces and resonant tunneling devices, *J. Vac. Sci. Technol. B* 17, 1786 (1999)
 - [89] M. W. Wang, D. A. Collins, T. C. McGill, R.W. Grant, and R. M. Feenstra, Study of interface asymmetry in InAs-GaSb heterojunctions, *J. Vac. Sci. Technol.* 13, 1689 (1995)
 - [90] M.A. Herman and H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status*, Springer-Verlag, (1989)
 - [91] J. Sigmund, K. Karova, G. Miehe, M. Saglam, H. L. Hartnagel, H. Fuess, Investigation of a growth interruption under an As flux at AlSb/InAs interfaces with InSb bonds, *J. Crystal Growth* 251, 526 (2003)
 - [92] B. Wang, F. Zhao, Y. Peng, Z. Jin, Y. Li, and S. Liu, Self-organized InAs quantum dots formation by As/P exchange reaction on (001) InP substrate, *Appl. Phys. Lett.* 72, 2433 (1998)
 - [93] A. Patane, M. G. Alessi, F. Intonti, A. Polimeni, M. Capizzi, F. Martelli, L. Nasi, L. Lazzarini, G. Salviati, A. Bosacchi, and S. Franchi, Self-aggregated InAs quantum dots in GaAs, *J. Appl. Phys.* 83, 5529 (1998)
 - [94] J. Steinshnider, J. Harper, M. Weimer, C. -H. Lin, S. S. Pei, and D. H. Chow, Origin of antimony segregation in GaInSb/InAs strained-layer superlattices, *Phys. Rev. Lett.* 85, 4562 (2000)
 - [95] H. R. Blank, M. Thomas, K. C. Wong, and H. Kroemer, Influence of the buffer layers on the morphology and the transport properties in InAs/(Al,Ga)Sb quantum wells grown by molecular beam epitaxy, *Appl. Phys. Lett.* 69, 2080 (1996)
 - [96] J. R. Waldrop, G. J. Sullivan, R. W. Grant, E. A. Kraut, and W. A. Harrison, Effect of interface composition on the band offsets at InAs/AlSb (001) heterojunctions, *J. Vac. Sci. Technol. B* 10, 1773 (1992)

-
- [97] M. Seta, H. Asahi, S. G. Kim, K. Asami, and S. Gonda, Gas source molecular beam epitaxy/migration enhanced epitaxy growth of InAs/AlSb superlattices, *J. Appl. Phys.* 74, 5033 (1993)
 - [98] C. R. Bolognesi, I. Sela, J. Ibbetson, B. Brar, H. Kroemer, and J. H. English, On the interface structure in InAs/AlAs quantum wells grown by molecular-beam epitaxy, *J. Vac. Sci. Technol. B* 11, 868 (1993)
 - [99] J. Harper, M. Weimer, D. Zhang, C. -H. Lin, and S. S. Pei, Microstructure of the GaSb-on-InAs heterojunction examined with cross-sectional scanning tunneling microscopy, *Appl. Phys. Lett.* 73, 2805 (1998)
 - [100] B. Z. Noshov, W. Barvosa-Carter, M. J. Yang, B. R. Bennett, and L. J. Whitman, Interpreting interfacial structure in cross-sectional STM images of III-V semiconductor heterostructures, *Surf. Sci.* 465, 361 (2000)
 - [101] B. R. Bennett, B. V. Shanabrook, and E. R. Glaser, Interface control in InAs/AlSb superlattices, *Appl. Phys. Lett.* 65, 598 (1994)
 - [102] C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer, and J. English, Effects of barrier thicknesses on the electron concentration in not-intentionally doped InAs-AlSb quantum wells, *J. Vac. Sci. Technol. B* 10, 898 (1992)
 - [103] F. Hohls, Der Plateau-Übergang im Quanten-Hall-Effekt: Experimente zur Temperatur- und Frequenzabhängigkeit, Dissertation, Universität Hannover, Fachbereich Physik, (2000)
 - [104] Y. G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J. Bird, S. R. Johnson, and Y.H. Zhang, Large g factor enhancement in high-mobility InAs/AlSb quantum wells, *Appl. Phys. Lett.* 81, 1833 (2002)
 - [105] A. Raymond, J.L. Robert and C. Bousquet, Gigantic exchange enhancement of spin g-factor for two-dimensional electron gas in GaAs, *Solid State Commun.* 55, 271 (1985)
 - [106] M. Shure, Physics of semiconductor devices, Prentice-Hall, New Delhi (1990)
 - [107] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram Mohan, Band parameters for III/V compound semiconductors and their alloys, *J. Appl. Phys.* 89, 5815 (2001)
 - [108] J. H. Van der Merwe, Crystal Interfaces. Part II. Finite Overgrowths, *J. Appl. Phys.* 34, 123 (1962)
 - [109] A. Fischer, H. Kühne, and H. Richter, New approach in equilibrium theory for strained layer relaxation, *Phys. Rev. Lett.* 73, 2712 (1994)

-
- [110] R. People, and J. C. Bean, Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for Ge_xSi_{1-x} /Si strained-layer heterostructures, Appl. Phys. Lett. 47, 322 (1985)
- [111] L. J. M. Selen, L. J. van IJzendoorn, and M. J. A. de Voigt, Evidence for strain in and around InAs quantum dots in GaAs from ion-channeling experiments, Phys. Rev. B, 8270 (2000)
- [112] O. Madelung, Semiconductors-Basic Data, Springer, Berlin (1996)
- [113] C. R. Bolognesi, H. Kroemer, and J. H. English, Well width dependence of electron transport in molecular-beam epitaxially grown InAs/AlSb quantum wells, J. Vac. Sci. Technol. B 10, 877 (1992)
- [114] B. R. Bennett, Strain relaxation in InAs/GaSb heterostructures, Appl. Phys. Lett. 73, 3736 (1998)
- [115] J. Shen, H. Goronkin, J. D. Dow, and S. Y. Ren, Explanation of the origin of electrons in the unintentionally doped InAs/AlSb system, J. Vac. Sci. Technol. B 13, 1736 (1995)
- [116] J. Shen, H. Goronkin, J. D. Dow, and S. Y. Ren, Tamm states and donors at InAs/AlSb interfaces, J. Appl. Phys. 77, 1576 (1995)
- [117] A. Furukawa, and S. Ideshita, Origin of deep donors in AlSb grown by molecular beam epitaxy, J. Appl. Phys. Lett. 75, 5012 (1994)
- [118] H. Kroemer, C. Nguyen, and B. Brar, Are there Tamm-state donors at the InAs-AlSb quantum well interface?, J. Vac. Sci. Technol. B 10, 1769 (1992)
- [119] Q.G. Zhu, and H. Kroemer, Interface connection rules for effective-mass wave functions at an abrupt heterojunction between two different semiconductors, Phys. Rev. B 27, 3519 (1983)
- [120] A. Furukawa, Dependence of electron accumulation in AlSb/InAs quantum well on thin surface materials of InAs and GaSb, Appl. Phys. Lett. 62, 3150 (1993)
- [121] C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer, and J. H. English, Surface donor contribution to electron sheet concentrations in not-intentionally doped InAs-AlSb quantum wells, Appl. Phys. Lett. 60, 1854 (1992)
- [122] B. R. Bennett, M. J. Yang, B. V. Shanabrook, J. B. Boos, and D. Park, Modulation doping of InAs/AlSb quantum wells using remote InAs donor layers, Appl. Phys. Lett. 72, 1193(1998)

-
- [123] C. Kadow, H. -K. Lin, M. Dahlström, M. Rodwell, A. C. Gossard, B. Brar, and G. Sullivan, Reduction of the unintentional background electron density in AlSb/InAs/AlSb quantum wells, *J. Crystal Growth* 251, 543 (2003)
 - [124] S. Brosig, K. Ensslin, R. J. Warburton, C. Nguyen, B. Brar, M. Thomas, and H. Kroemer, Zero-field spin splitting in InAs-AlSb quantum wells revisited, *Phys. Rev. B* 60, R13989 (1999)
 - [125] N. Kuze, H. Goto, M. Matsui, I. Shibasaki, and H. Sakaki, Molecular beam epitaxial growth of high electron mobility InAs/AlGaAsSb deep quantum well structures, *J. Crystal Growth* 175/176, 868 (1997)
 - [126] S. Sasa, Y. Yamamoto, S. Izumiya, M. Yano, Y. Iwai, and M. Inoue, Increased electron concentration in InAs/AlGaSb heterostructures using a Si planar doped ultrathin InAs quantum well, *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, 1869 (1997)
 - [127] C. R. Bolognesi, J. E. Bryce, and D. H. Chow, InAs channel heterostructure-field effect transistors with InAs/AlSb short-period superlattice barriers, *Appl. Phys. Lett.* 69, 3531 (1996)
 - [128] Ch. Heyn, S. Mendach, S. Löhr, S. Beyer, S. Schnüll, and W. Hansen, Growth of shallow InAs HEMTs with metamorphic buffer, *J. Crystal Growth* 251, 832 (2003)
 - [129] C. R. Bolognesi, H. Kroemer, and J. H. English, Interface roughness scattering in InAs/AlSb quantum wells, *Appl. Phys. Lett.* 61, 213 (1992)
 - [130] W. K. Liu, K. J. Goldammer, and M. B. Santos, Effect of substrate temperature on Si compensation in d-InSb and $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ grown by molecular beam epitaxy, *J. Appl. Phys.* 84, 205 (1998)
 - [131] S. J. Chung, K. J. Goldammer, S. C. Lindstrom, M. B. Johnson, and M. B. Santos, Study of factors limiting electron mobility in InSb quantum wells, *J. Vac. Sci. Technol. B* 17, 1151 (1999)
 - [132] T. D. Mishima, J. C. Keay, N. Goel, M. A. Ball, S. J. Chung, M. B. Johnson, M. B. Santos, Anisotropic structural and electronic properties of InSb/ $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ quantum wells grown on GaAs (001) substrates, *J. Crystal Growth* 251, 551 (2003)
 - [133] R. F. C. Farrow, G. R. Jones, G. M. Williams, and I. M. Young, Molecular beam epitaxial growth of high structural perfection, heteroepitaxial CdTe films on InSb (001), *Appl. Phys. Lett.* 39, 954 (1981)
 - [134] K. J. Mackey, D. R. T. Zahn, P. M. G. Allen, R. H. Williams, W. Richter, and R. S. Williams, InSb-CdTe interfaces: A combined study by soft x-ray photoemission,

- low-energy electron diffraction, and Raman spectroscopy, J. Vac. Sci. Technol. B 5, 1233 (1987)
- [135] T. D. Golding, S. K. Greene, M. Pepper, J. H. Dinan, A. G. Cullis, G. M. Williams, and C. R. Whitehouse, Molecular beam epitaxial growth and magneto-transport studies of the InSb/CdTe material system, Semicond. Sci. Technol. 5, S311 (1990)
- [136] S. K. Greene, J. Singleton, P. Sobkowicz, T. D. Golding, M. Pepper, J. A. A. J. Perenboom, and J. Dinan, Subband occupancies and zero-field spin splitting in InSb-CdTe heterojunctions: magnetotransport experiments and self-consistent calculations, Semicond. Sci. Technol. 7, 1377 (1992)
- [137] G. M. Williams, C. R. Whitehouse, A. G. Cullis, N. G. Chew, and G. W. Blackmore, Growth of CdTe-InSb multilayer structures on (100) InSb substrates using molecular beam epitaxy, Appl. Phys. Lett. 53, 1847 (1988)
- [138] N. Jones, C. Norris, C. L. Nicklin, P. Steadman, J. S. G. Taylor, A. D. Johnson, and C. F. McConville, Atomic structure of the InSb(001)-c(4x4) reconstruction determined by X-ray diffraction, Surf. Sci. 398, 105 (1998)
- [139] J. R. Söderström, M. M. Cumming, J. -Y. Yao, and T. G. Andersson, Molecular beam epitaxy growth and characterization of InSb layers on GaAs substrates, Semicond. Sci. Technol. 7, 337 (1992)
- [140] E. Michel, G. Singh, S. Slivken, C. Besikci, P. Bove, I. Ferguson, and M. Razeghi, Molecular beam epitaxial growth of high quality InSb, Appl. Phys. Lett. 65, 3338 (1994)
- [141] J. I. Chyi, S. Kalem, N. S. Kumar, C. W. Litton, and H. Morkoc, Growth of InSb and InAs_{1-x}Sb_x on GaAs by molecular beam epitaxy, Appl. Phys. Lett. 53, 1092 (1988)
- [142] J. L. Davis, and P. E. Thompson, Molecular beam epitaxy growth of InSb films on GaAs, Appl. Phys. Lett. 54, 2235 (1989)
- [143] D. L. Partin, J. Heremans, and C. M. Thrush, Indium antimonide doped with manganese grown by molecular beam epitaxy, J. Crystal Growth 175/176, 860 (1997)
- [144] T. Ashley, C. T. Elliot, N. T. Gordon, R. S. Hall, A. D. Johnson, and G. J. Pryce, Uncooled InSb/In_{1-x}Al_xSb mid-infrared emitter, Appl. Phys. Lett. 64, 2433 (1994)
- [145] A. Tevke, C. Besikci, C. van Hoof, and G. Borghs, InSb Infrared p-i-n photodetectors grown on GaAs coated Si substrates by molecular beam epitaxy, Solid.-St. Electron. 42, 1039 (1998)

-
- [146] J. Wagner, A. -L. Alvarez, J. Schmitz, J. D. Ralston, and P. Koidl, Surface Fermi level pinning in epitaxial InSb studied by electric field induced Raman scattering, *Appl. Phys. Lett* 63, 349 (1993)
 - [147] K. J. Goldammer, W. K. Liu, G. A. Khodaparast, S. C. Lindstrom, M. B. Johnson, R. E. Doezema, and M. B. Santos, Electrical properties of InSb quantum wells remotely doped with Si, *J. Vac. Sci. Technol. B* 16, 1367 (1998)
 - [148] K. Ikossi, M. Goldenberg, J. Mittereder, Metallization options and annealing temperatures for low contact resistance ohmic contacts to n-type GaSb, *Solid-St. Electron.* 46, 1627 (2002)
 - [149] A. Vogt, H. L. Hartnagel, G. Miehe, H. Fuess, and J. Schmitz, Electrical and microstructure analysis of ohmic contacts to p- and n-type GaSb, grown by molecular beam epitaxy, *J. Vac. Sci. Technol. B* 14, 3514 (1996)
 - [150] K. Varbianska, K. Tzenev, and T. Kotsinov, Pd-Based ohmic contacts to n-GaSb, *Phys. Stat. Sol.* 163, 387 (1997)
 - [151] A. Vogt, A. Simon, H. L. Hartnagel, J. Schikora, V. Buschmann, M. Rodewald, H. Fuess, S. Fascko, C. Koerdt, and H. Kurz, Ohmic contact formation mechanism of the PdGeAu system on n-type GaSb grown by molecular beam epitaxy, *J. Appl. Phys.* 83, 7715 (1998)
 - [152] A. Subetki, V.W.L. Chen, and T.L. Tansley, Ohmic contacts to n-type and p-type GaSb, *Solid-St. Electron.* 39, 329 (1996)
 - [153] J. Sigmund, M. Saglam, A. Vogt, H.L. Hartnagel, V. Buschmann, T. Wieder, and H. Fuess, Microstruture analysis of ohmic contacts on MBE grown n-GaSb and investigation of sub-micron contacts, *J. Cryst. Growth* 227-228, 625 (2001)
 - [154] J. Sigmund, Charakterisierung der Mikrostruktur ohmscher Kontakte auf n-GaSb, Diplomarbeit im Fachbereich Materialwissenschaft der Technischen Universität Darmstadt, (1999)
 - [155] J. B. Boos, W. Kruppa, B. R. Bennett, D. Park, S. W. Kirchoefer, R. Bass, and H. B. Dietrich, AlSb/InAs HEMT's for low-voltage, high-speed applications, *IEEE Trans. Electron. Devices.* 45, 1869 (1998)
 - [156] D. J. Eaglesham, Semiconductor molecular-beam epitaxy at low temperatures, *J. Appl. Phys.* 77, 3597 (1995)
 - [157] M. Lagadas, M. Androulidaki, Z. Hatzopoulos, and M. Calamiotou, Dependence of arsenic antisite defect concentration and two dimensional growth mode on LT GaAs growth conditions, *Microelectronic Engineering* 43-44, 581 (1998)

- [158] Z. Liliental-Weber, X. W. Lin, J. Washburn and W. Schaff, Rapid Thermal Annealing of Low Temperature GaAs Layers, *Applied Physics Letters* 66, 2086 (1995)
- [159] M. Herms, G. Irmer, G. Goerick, E. Bedel and A. Claverie, Precipitation in Low Temperature Grown GaAs, *Materials Science and Engineering B* 91-92, 466 (2002)

Lebenslauf

Geburtsdatum:	Jochen Sigmund
Geburtsort:	Mainz
Familienstand:	ledig
1979-1983:	Martinus-Grundschule in Mainz-Weisenau
1983-1989:	Bischöfliche Willigis Realschule in Mainz
1989:	Mittlere Reife
1989-1992:	Gymnasium am Kurfürstlichen Schloß in Mainz
1992:	Abitur
1992-1993:	Zivildienst
1993-1999:	Studium der Materialwissenschaft an der TU Darmstadt
1999:	Diplom
seit Februar 1999:	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochfrequenztechnik an der TU Darmstadt